

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΘΕΣΣΑΛΙΑΣ



ΤΜΗΜΑ ΠΟΛΙΤΙΚΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

*ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΚΑΤΑΚΟΡΥΦΩΝ ΚΥΜΑΤΙΚΩΝ
ΦΟΡΤΙΩΝ & ΦΟΡΤΙΩΝ ΑΝΑΡΡΙΧΗΣΗΣ ΣΤΗΝ
ΠΛΑΤΦΟΡΜΑ ΠΕΤΡΕΛΑΙΟΥ SLEIPNER A*

ΕΠΙΒΛΕΠΟΥΣΑ ΚΑΘΗΓΗΤΡΙΑ
ΒΑΝΕΣΣΑ ΚΑΤΣΑΡΛΗ

ΕΚΠΟΝΩΝ
ΕΛΕΥΘΕΡΙΟΣ-ΚΩΝΣΤΑΝΤΙΝΟΣ ΚΟΥΤΣΟΥΡΟΣ

ΒΟΛΟΣ, ΟΚΤΩΒΡΙΟΣ 2019

Εγκρίθηκε από την τριμελή επιτροπή:

Βανέσσα Κατσαρδή, Επίκουρη Καθηγήτρια

Ευριπίδης Μυστακίδης, Καθηγητής

Θεοφάνης Γραμμένος, Επίκουρος Καθηγητής

Copyright © 2019 Κούτσουρος Ελευθέριος-Κωνσταντίνος

Με επιφύλαξη παντός δικαιώματος. All rights reserved.

Απαγορεύεται η αντιγραφή, αποθήκευση και διανομή της παρούσας εργασίας, εξ' ολοκλήρου τμήματος αυτής, για εμπορικό σκοπό. Επιτρέπεται η ανατύπωση, αποθήκευση και διανομή για σκοπό μη κερδοσκοπικό, εκπαιδευτικής ή ερευνητικής φύσης, υπό την προϋπόθεση να αναφέρεται η πηγή προέλευσης και να διατηρείται το παρόν μήνυμα. Ερωτήματα που αφορούν τη χρήση της εργασίας για κερδοσκοπικό σκοπό πρέπει να απευθύνονται προς τον συγγραφέα.

ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ

Η διπλωματική εργασία με τίτλο «Υπολογισμός κατακόρυφων κυματικών φορτίων και φορτίων αναρρίχησης στην πλατφόρμα πετρελαίου Sleipner A» πραγματοποιήθηκε στα πλαίσια φοίτησης του μεταπτυχιακού προγράμματος σπουδών του τμήματος Πολιτικών Μηχανικών του Πανεπιστημίου Θεσσαλίας κατά το ακαδημαϊκό έτος 2019-2020.

Η ολοκλήρωση της παρούσας μεταπτυχιακής εργασίας υλοποιήθηκε με την υποστήριξη της επιβλέπουσας επίκουρου καθηγήτριας Βανέσσας Κατσαρδή, την οποία θα ήθελα να ευχαριστήσω ιδιαίτερα για την άριστη συνεργασία που είχαμε, την συνεχή καθοδήγησή της καθ' όλη τη διάρκεια εκπόνησης της έρευνας καθώς και για την προθυμία της και τον πολύτιμο χρόνο που μου διέθεσε κάτω από δύσκολα χρονικά περιθώρια.

*Αφιερώνεται ,
στην οικογένειά μου*

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Στην παρούσα εργασία παρουσιάζεται η διαδικασία υπολογισμού των κατακόρυφων κυματικών φορτίων στο κατάστρωμα υπεράκτιων πλατφορμών βαρύτητας καθώς και μία προτεινόμενη μέθοδος υπολογισμού του μέγιστου φορτίου λόγω αναρρίχησης στα υποστυλώματα στα οποία εδράζεται. Για την εκπόνηση αυτής της μελέτης, χρησιμοποιήθηκαν τα συναφή δεδομένα που αντλήθηκαν από την αντίστοιχη έρευνα που πραγματοποιήθηκε στο Imperial College του Λονδίνου, όπου έλαβαν χώρα μία σειρά από πειράματα κατά τα οποία προσομοιώθηκε με χρήση κατάλληλου εξοπλισμού η πλατφόρμα εξόρυξης πετρελαίου Sleipner A που βρίσκεται στη Βόρεια Θάλασσα, καθώς και όλες οι συνθήκες κυματισμών που δρουν στη συγκεκριμένη περιοχή. Έτσι, η εργασία που παρουσιάζεται ακολούθως χωρίζεται σε δύο μελετητικά τμήματα.

Στο πρώτο, αρχικά γίνεται υπολογισμός των κυματικών παραμέτρων όπως το προφίλ ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας και οι κατακόρυφες ταχύτητες, λαμβάνοντας υπόψη τις μεθόδους Stokes και Fourier. Στη συνέχεια, με χρήση των παραπάνω δεδομένων γίνεται ο υπολογισμός των κατακόρυφων φορτίων στην πλατφόρμα Sleipner A, με χρήση του κατάλληλου νορβηγικού κανονιστικού πλαισίου DNV, το οποίο αναφέρεται σε δράσεις εξαιτίας κυματισμών και παρατίθενται τα αποτελέσματα της ανάλυσης.

Στο δεύτερο μέρος, γίνεται ο υπολογισμός του μέγιστου φορτίου αναρρίχησης στη στάθμη +5m της πλατφόρμας και πραγματοποιείται σύγκριση με το αντίστοιχο μέγιστο φορτίο αναρρίχησης που μετρήθηκε κατά τη διάρκεια του πειράματος στην ίδια στάθμη. Ακολούθως, παρουσιάζονται ενδεικτικά τα ποσοστά απόκλισης μεταξύ της ‘πραγματικής’-πειραματικής μέτρησης και των υπολογισμών που έγιναν με χρήση του κανονισμού και γίνεται παράθεση των ελλিপών διατάξεων του κανονιστικού πλαισίου και ανάλυση ενδεχόμενων μελλοντικών αναβαθμίσεών του.

Τέλος, στο τελευταίο κεφάλαιο γίνεται η σύνοψη των συμπερασμάτων που προέκυψαν από την έρευνα και παρατίθενται οι αντίστοιχες προτάσεις για περαιτέρω έρευνα. Κάποια από αυτά τα συμπεράσματα είναι η ανάγκη ύπαρξης πειραματικών μετρήσεων σχετικά με την περίοδο και το ύψος κύματος πριν την έναρξη των υπολογισμών για τον σχεδιασμό μίας υπεράκτιας κατασκευής εξόρυξης πετρελαίου, καθώς και το γεγονός ότι το κανονιστικό πλαίσιο του DNV δεν μπορεί να θεωρηθεί

απολύτως επαρκές για τον πλήρη υπολογισμό όλων των πιθανών εξωτερικών δράσεων σε μία κατασκευή που καταπονείται από κυματικά φορτία.

ABSTRACT

The current thesis presents the calculation procedure of the vertical wave loads, acting on the deck of offshore gravity platforms and a suggested method for the calculation of the maximum load due to run-up on the base columns of the structure. In order this study to be accomplished, available data from the experimental series which took place at the Imperial College of London were used, where the oil and gas platform Sleipner A was simulated, along with all the wave cases acting at this specific area. Thus, the present thesis consists of two main chapters.

In the first chapter, the procedure of the calculation of the wave parameters is presented, such as the surface elevation and vertical speed, taking into consideration Stokes and Fourier wave theories. Afterwards, the calculation of vertical forces on the platform Sleipner A takes place using the above mentioned data and the appropriate DNV codes referring to wave forces and the results are presented subsequently.

In the second chapter, the maximum run-up load at elevation +5m of the platform is calculated and the comparison between the latter and the maximum run-up force calculated during the Sleipner A experiment at the same level is presented. Furthermore, indicative percentages of divergence between the ‘real’-experimental measurement and the calculations that were held are presented, using the DNV standards and the defective parts of the codes are presented along with possible future upgrades.

Finally, the thesis finishes with the synopsis of the conclusions of the thesis and suggestions for further research are presented. One of these conclusions is the necessity of the existence of experimental measurements regarding the period and the wave height for the design of an oil and gas platform and the fact that DNV codes cannot be considered as totally efficient in terms of an overall analysis of every possible wave loading on such structures.

Πίνακας περιεχομένων

Πίνακας περιεχομένων.....	8
Πίνακας Εικόνων	9
Κατάλογος Πινάκων	11
1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ	12
1.1 Κίνητρο	12
1.2 Αντικείμενο και σκοπός της μελέτης.....	13
1.3 Οργάνωση της μεταπτυχιακής εργασίας ειδίκευσης	14
2. ΚΥΜΑΤΙΚΕΣ ΘΕΩΡΙΕΣ ΚΑΙ ΘΕΩΡΗΤΙΚΟ ΥΠΟΒΑΘΡΟ	15
2.1 ΓΕΝΙΚΕΣ ΑΡΧΕΣ ΚΥΜΑΤΙΚΩΝ ΘΕΩΡΙΩΝ.....	15
2.2 Γραμμική θεωρία κυματισμών - Airy	17
2.3 Κυματική θεωρία Stokes 2ης τάξης	25
2.4 Κυματική θεωρία συνάρτησης ροής - Fourier 18ης τάξης.....	28
2.5 ΦΑΣΜΑ TORSETHAUGEN	30
3. ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΤΗΣ ΚΑΤΑΣΚΕΥΗΣ	31
4. ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΚΑΤΑΚΟΡΥΦΩΝ ΦΟΡΤΙΩΝ ΣΤΗΝ ΚΑΤΑΣΚΕΥΗ.....	35
4.1 ΥΨΟΣ ΚΥΜΑΤΟΣ ΚΑΙ ΠΕΡΙΟΔΟΣ.....	36
4.2 ΔΙΑΓΡΑΜΜΑ DEAN ΚΑΙ LE MEHAUTE.....	38
4.3 ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΙ ΚΑΙ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΜΕΘΟΔΟΥ STOKES 5 ^{ης} ΤΑΞΗΣ.....	40
4.3.1 ΧΡΗΣΗ ΛΟΓΙΣΜΙΚΟΥ STOKES.EXE.....	40
4.3.2 ΕΥΡΕΣΗ ΧΡΟΝΙΚΩΝ ΣΤΙΓΜΩΝ ΕΜΦΑΝΙΣΗΣ ΤΙΜΩΝ ΑΝΥΨΩΣΗΣ	41
4.3.3 ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΚΑΤΑΚΟΡΥΦΩΝ ΦΟΡΤΙΩΝ ΣΥΜΦΩΝΑ ΜΕ ΤΟΝ DNV-RP-C205	41
4.3.4 ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ STOKES 5 ^{ης} ΤΑΞΗΣ.....	42
4.4 ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΙ ΚΑΙ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΜΕΘΟΔΟΥ FOURIER 18 ^{ης} ΤΑΞΗΣ.....	52
4.4.1 ΧΡΗΣΗ ΛΟΓΙΣΜΙΚΟΥ FOURIER.EXE.....	52
4.3.2 ΕΥΡΕΣΗ ΧΡΟΝΙΚΩΝ ΣΤΙΓΜΩΝ ΕΜΦΑΝΙΣΗΣ ΤΙΜΩΝ ΑΝΥΨΩΣΗΣ	53
4.3.3 ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΚΑΤΑΚΟΡΥΦΩΝ ΦΟΡΤΙΩΝ ΣΥΜΦΩΝΑ ΜΕ ΤΟΝ DNV-RP-C205	53
4.3.4 ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ FOURIER 18 ^{ης} ΤΑΞΗΣ.....	54
4.4 ΣΥΓΚΡΙΣΗ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΩΝ ΜΕΤΑΞΥ STOKES 5ης ΤΑΞΗΣ ΚΑΙ FOURIER 18ης ΤΑΞΗΣ	64
5. ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΚΑΤΑΚΟΡΥΦΩΝ ΦΟΡΤΙΩΝ ΛΟΓΩ ΑΝΑΡΡΙΧΗΣΗΣ (RUN-UP).....	68

6. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΠΡΟΤΑΣΕΙΣ ΓΙΑ ΠΕΡΑΙΤΕΡΩ ΕΡΕΥΝΑ	74
ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ	76
Α) ΕΛΛΗΝΟΓΛΩΣΣΗ.....	76
Β) ΞΕΝΟΓΛΩΣΣΗ.....	76

Πίνακας Εικόνων

Εικόνα 1.1: Πειραματική προσομοίωση κυματισμών σε υποστύλωμα σκυροδέματος (Wave Structure Interactions at the Sleipner A GBS, 2012)	12
Εικόνα 1.2: Πλατφόρμα πετρελαίου σε συνθήκες κυματικών φορτίσεων (Oseberg oil rig στη Βόρεια Θάλασσα, διαδίκτυο).....	13
Εικόνα 2.1: Γραμμικοί κυματισμοί – Παράμετροι (Ακτομηχανική - Έργα Προστασίας Ακτών, 2015).....	17
Εικόνα 2.2: Προφίλ ελεύθερης επιφάνειας σύμφωνα με τη θεωρία κυματισμών Airy (Κανάκη, 2017)	20
Εικόνα 2.3: Τροχιές των υλικών σημείων σε βαθεία, ενδιάμεσα και ρηχά νερά (Ακτομηχανική – Έργα Προστασίας Ακτών, 2015)	24
Εικόνα 2.4: Σταθερή, Υδροστατική και Δυναμική Πίεση σύμφωνα με την εξίσωση Bernoulli (Κανάκη, 2017)	25
Εικόνα 2.5: Προφίλ ελεύθερης επιφάνειας για τις κυματικές θεωρίες Airy και Stokes 2 ^{ης} τάξης.....	27
Εικόνα 3.1: Πλατφόρμα εξόρυξης πετρελαίου και φυσικού αερίου Sleipner A στη Βόρεια Θάλασσα (Statoil, διαδίκτυο).....	31
Εικόνα 3.2: Πλατφόρμα Sleipner A στη Βόρεια Θάλασσα (Καρυπίδης, 2015)	32
Εικόνα 3.3: Υποστυλώματα μεταβαλλόμενης διατομής και κύλινδροι σκυροδέματος στη βάση (Καρυπίδης, 2015)	33
Εικόνα 3.4: Κάτοψη και πλάγια όψη (πάνω και κάτω αντίστοιχα), όπου τα υποστυλώματα σημειώνονται ως: RS (βόρειο υποστύλωμα), US (νότιο υποστύλωμα), DS-E (ανατολικό υποστύλωμα) και DS-W (δυτικό υποστύλωμα) (Κανάκη, 2017)	34
Εικόνα 4.1: Εύρεση ύψους κύματος και περιόδου με χρήση της μεθόδου ‘trough-trough’ στους μονοκατευθυντικούς κυματισμούς	36
Εικόνα 4.2: Εύρεση ύψους κύματος και περιόδου με χρήση της μεθόδου ‘trough-trough’ στους κατευθυντικούς κυματισμούς	36
Εικόνα 4.3: Υπολογισμός προτεινόμενης θεωρίας κυματισμών (Dean, 1970 & Le Méhauté, 1976).....	38
Εικόνα 4.4: α) Φάσμα Torsethaugen και β) Προφίλ ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας για μονοκατευθυντικούς κυματισμούς, seed 15	43
Εικόνα 4.5: Προφίλ ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας για μονοκατευθυντικούς κυματισμούς, seed 15 (Wave-Structure Interactions at the Sleipner A GBS, 2012).....	44
Εικόνα 4.6: α) Φάσμα Torsethaugen και β) Προφίλ ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας για κατευθυντικούς κυματισμούς, seed 13	45

Εικόνα 4.7: Προφίλ ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας για κατευθυντικούς κυματισμούς, seed 13 (Wave-Structure Interactions at the Sleipner A GBS, 2012)	46
Εικόνα 4.8: Διάγραμμα κατακόρυφων ταχυτήτων συναρτήσει του χρόνου για τους μονοκατευθυντικούς κυματισμούς ύστερα από τη χρήση του μειωτικού συντελεστή Φ	47
Εικόνα 4.9: Διάγραμμα κατακόρυφων ταχυτήτων συναρτήσει του χρόνου για τους κατευθυντικούς κυματισμούς.....	47
Εικόνα 4.10: Διάγραμμα κατακόρυφων φορτίων για τους μονοκατευθυντικούς κυματισμούς σε συνάρτηση με το χρόνο, $C_v=5$	49
Εικόνα 4.11: Διάγραμμα κατακόρυφων φορτίων για τους μονοκατευθυντικούς κυματισμούς σε συνάρτηση με το χρόνο, $C_v=10$	49
Εικόνα 4.12: Διάγραμμα κατακόρυφων φορτίων για τους κατευθυντικούς κυματισμούς, $C_v=5$	51
Εικόνα 4.13: Διάγραμμα κατακόρυφων φορτίων για τους κατευθυντικούς κυματισμούς, $C_v=10$	51
Εικόνα 4.14: α) Φάσμα Torsethaugen και β) Προφίλ ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας για μονοκατευθυντικούς κυματισμούς, seed 15	55
Εικόνα 4.15: Προφίλ ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας για μονοκατευθυντικούς κυματισμούς, seed 15 (Wave-Structure Interactions at the Sleipner A GBS, 2012).....	56
Εικόνα 4.16: α) Φάσμα Torsethaugen και β) Προφίλ ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας για κατευθυντικούς κυματισμούς, seed 13	57
Εικόνα 4.17: Προφίλ ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας για κατευθυντικούς κυματισμούς, seed 13 (Wave-Structure Interactions at the Sleipner A GBS, 2012).....	58
Εικόνα 4.18: Διάγραμμα κατακόρυφων ταχυτήτων συναρτήσει του χρόνου για τους μονοκατευθυντικούς κυματισμούς ύστερα από τη χρήση του μειωτικού συντελεστή Φ	59
Εικόνα 4.19: Διάγραμμα κατακόρυφων ταχυτήτων συναρτήσει του χρόνου για τους κατευθυντικούς κυματισμούς.....	59
Εικόνα 4.20: Διάγραμμα κατακόρυφων φορτίων για τους μονοκατευθυντικούς κυματισμούς σε συνάρτηση με το χρόνο, $C_v=5$	61
Εικόνα 4.21: Διάγραμμα κατακόρυφων φορτίων για τους μονοκατευθυντικούς κυματισμούς σε συνάρτηση με το χρόνο, $C_v=10$	61
Εικόνα 4.22: Διάγραμμα κατακόρυφων φορτίων για τους κατευθυντικούς κυματισμούς σε συνάρτηση με το χρόνο, $C_v=5$	63
Εικόνα 4.23: Διάγραμμα κατακόρυφων φορτίων για τους κατευθυντικούς κυματισμούς σε συνάρτηση με το χρόνο, $C_v=10$	63
Εικόνα 4.24: Συγκριτικό διάγραμμα κατακόρυφων φορτίων μεταξύ Stokes (κόκκινο) και Fourier (μπλε) για τους μονοκατευθυντικούς κυματισμούς, $C_v=5$	66
Εικόνα 4.25: Συγκριτικό διάγραμμα κατακόρυφων φορτίων μεταξύ Stokes (κόκκινο) και Fourier (μπλε) για τους μονοκατευθυντικούς κυματισμούς, $C_v=10$	66
Εικόνα 4.26: Συγκριτικό διάγραμμα κατακόρυφων φορτίων μεταξύ Stokes (κόκκινο) και Fourier (μπλε) για τους κατευθυντικούς κυματισμούς, $C_v=5$	67
Εικόνα 4.27: Συγκριτικό διάγραμμα κατακόρυφων φορτίων μεταξύ Stokes (κόκκινο) και Fourier (μπλε) για τους κατευθυντικούς κυματισμούς, $C_v=10$	67
Εικόνα 5.1: Αναρρίχηση κυματισμού σε υποσύλωμα σκυροδέματος - πειραματική προσομοίωση (Wave-Structure Interactions at the Sleipner A GBS, 2012).....	68

Εικόνα 5.2: Μέγιστο φορτίο λόγω αναρρίχησης από το πείραμα Sleipner A για κατευθυντικούς κυματισμούς ($n=10$) στη στάθμη $z=+5m$ (Wave-Structure Interactions at the Sleipner A GBS, 2012)	69
Εικόνα 5.3: Βάση στήριξης μεμβρανών (Wave-Structure Interactions at the Sleipner A GBS, 2012)	70
Εικόνα 5.4: Γεωμετρικά χαρακτηριστικά μεμβράνης (Wave-Structure Interactions at the Sleipner A GBS, 2012)	70
Εικόνα 5.5: Αναρρίχηση του νερού στο υποσύλωμα σκυροδέματος (Wave-Structure Interactions at the Sleipner A GBS, 2012)	71
Εικόνα 5.6: Μέγιστο φορτίο αναρρίχησης στη στάθμη $z=+10m$ (Wave-Structure Interactions at the Sleipner A GBS, 2012)	73

Κατάλογος Πινάκων

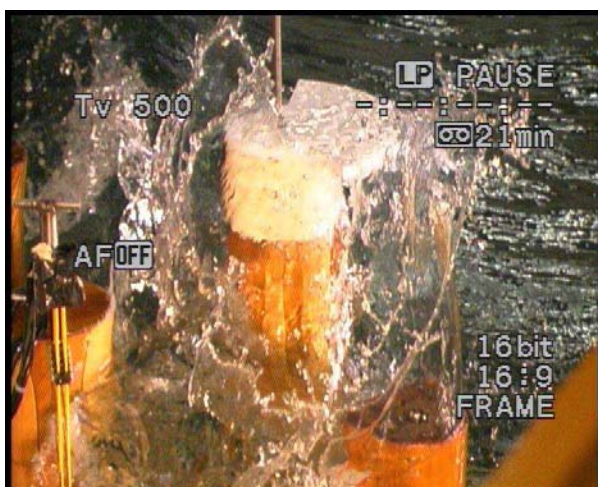
Πίνακας 4-1: Δεδομένα εισαγωγής στο πρόγραμμα MATLAB για τους μονοκατευθυντικούς κυματισμούς	48
Πίνακας 4-2: Δεδομένα εισαγωγής στο πρόγραμμα MATLAB για τους κατευθυντικούς κυματισμούς	50
Πίνακας 4-3: Δεδομένα εισαγωγής στο πρόγραμμα MATLAB για τους μονοκατευθυντικούς κυματισμούς	60
Πίνακας 4-4: Δεδομένα εισαγωγής στο πρόγραμμα MATLAB για τους κατευθυντικούς κυματισμούς	62
Πίνακας 4-5: Παράθεση αποτελεσμάτων ανύψωσης συγκριτικά μεταξύ των δύο μεθόδων	64
Πίνακας 4-6: Παράθεση αποτελεσμάτων ταχύτητας συγκριτικά μεταξύ των δύο μεθόδων	64
Πίνακας 4-7: Παράθεση αποτελεσμάτων φορτίων συγκριτικά μεταξύ των δύο μεθόδων	64

1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

1.1 Κίνητρο

Το αντικείμενο της παρούσας εργασίας αποτελεί τον υπολογισμό των κατακόρυφων φορτίων στην πλατφόρμα πετρελαίου Sleipner A της εταιρίας εξόρυξης πετρελαίου Statoil, η οποία εδράζεται σε θαλάσσια ύδατα ενδιάμεσου βάθους στη Βόρεια Θάλασσα.

Κίνητρο για την εκπόνηση αυτής της έρευνας αποτέλεσε το ευρύ και αρκετά ασαφές ακόμη και σήμερα αντικείμενο του σχεδιασμού υπεράκτιων κατασκευών, καθώς οι παράμετροι που είναι απαραίτητο να υπολογισθούν για την ανέγερση και ασφαλή λειτουργία τέτοιου είδους κατασκευών είναι πολυάριθμες και εξαρτώνται από διάφορους εξωγενείς παράγοντες, οι οποίοι είναι εξαιρετικά πολύπλοκο να ορισθούν. Επίσης, το κόστος κατασκευής πλατφορμών εξόρυξης πετρελαίου στην ανοικτή θάλασσα είναι υπέρογκο και οι προτεινόμενες λύσεις συντηρητικές, πράγμα που έχει ως αποτέλεσμα της εκτόξευσης των προϋπολογισμών στα ύψη. Παρόλα αυτά βέβαια, θα αποδειχθεί στη συνέχεια πως για συγκεκριμένα κυματικά μεγέθη και φορτίσεις, ενδέχεται ο κανονισμός από συντηρητικός να αποδειχθεί ότι οδηγεί σε υποδιαστασιολόγηση για πολύ συγκεκριμένους τύπους φόρτισης. Έτσι, υπάρχει μεγάλο ενδιαφέρον για τη διερεύνηση αυτού του αντικειμένου και την ενδελεχή του ανάλυση, αν και η παρούσα εργασία επικεντρώνεται σε ένα μόνο μικρό μέρος του μυστηριώδους κόσμου των κυματικών φαινομένων.



Εικόνα 1.1: Πειραματική προσομοίωση κυματισμών σε υποστύλωμα σκυροδέματος (Wave Structure Interactions at the Sleipner A GBS, 2012)



Εικόνα 1.2: Πλατφόρμα πετρελαίου σε συνθήκες κυματικών φορτίσεων (Oseberg oil rig στη Βόρεια Θάλασσα, διαδίκτυο)

1.2 Αντικείμενο και σκοπός της μελέτης

Σκοπός της παρούσας έρευνας είναι η σύγκριση των αποτελεσμάτων που προέκυψαν από τους υπολογισμούς με πειραματικά δεδομένα που αντλήθηκαν από την εργασία “*Wave-Structure Interactions at the Sleipner A GBS – An experimental study of wave impact loads arising at high elevations*”, η οποία εκπονήθηκε από την Dr. Βανέσσα Κατσαρδή στο Imperial College του Λονδίνου.

Για την επίτευξη της μεταπτυχιακής εργασίας ειδίκευσης πραγματοποιήθηκε χρήση των προγραμμάτων προσομοίωσης και υπολογισμού κυματικών θεωριών και δεδομένων Fourier.exe και Stokes.exe του *John D. Fenton (2018)*. Επίσης, μεγάλο μέρος των υπολογισμών έγινε σε υπολογιστικά φύλλα Excel, ενώ χρησιμοποιήθηκε το λογισμικό MATLAB για τη γραφική παράσταση των αποτελεσμάτων.

Τέλος, σημαντικό ρόλο στην εκπόνηση της μελέτης διαδραμάτισε το κατάλληλο παράρτημα του κανονιστικού πλαισίου της Νορβηγίας για το συγκεκριμένο πεδίο της μηχανικής, Det Norske Veritas (DNV) RP-C205, το οποίο είναι και ένα από τα ελάχιστα παγκοσμίως που ασχολείται με την ανάλυση κυματικής απόκρισης και κατ’ επέκταση τον υπολογισμό κυματικών φορτίσεων σε κατασκευές.

1.3 Οργάνωση της μεταπτυχιακής εργασίας ειδίκευσης

Η παρούσα μεταπτυχιακή εργασία ειδίκευσης έχει χωριστεί σε 6 κεφάλαια με τα υποκεφάλαια τους, όπως φαίνεται παρακάτω.

- Στο δεύτερο κεφάλαιο, γίνεται μία λεπτομερής βιβλιογραφική ανασκόπηση των χρησιμοποιούμενων στη συνέχεια κυματικών θεωριών Fourier και Stokes, καθώς και η παράθεση του θεωρητικού υποβάθρου.
- Στο τρίτο κεφάλαιο, γίνεται η περιγραφή της κατασκευής.
- Στο τέταρτο κεφάλαιο, περιγράφονται οι υπολογισμοί των κατακόρυφων φορτίων στην πλατφόρμα και παρατίθενται τα αποτελέσματα σε πίνακες και γραφικές απεικονίσεις, με παράλληλη συγκριτική απεικόνιση.
- Στο πέμπτο κεφάλαιο, επεξηγείται ο υπολογισμός του κατακόρυφου φορτίου λόγω αναρρίχησης του κυματισμού στη στάθμη 5,00m της πλατφόρμας και πραγματοποιείται σύγκριση των αποτελεσμάτων με τα αντίστοιχα που προέκυψαν από τα πειραματικά δεδομένα. Επίσης, γίνεται παράθεση των ελλিপών διατάξεων του κανονιστικού πλαισίου.
- Τέλος το έκτο κεφάλαιο συνοψίζει τα συμπεράσματα της έρευνας μαζί με προτάσεις για περαιτέρω έρευνα.

2. ΚΥΜΑΤΙΚΕΣ ΘΕΩΡΙΕΣ ΚΑΙ ΘΕΩΡΗΤΙΚΟ ΥΠΟΒΑΘΡΟ

2.1 ΓΕΝΙΚΕΣ ΑΡΧΕΣ ΚΥΜΑΤΙΚΩΝ ΘΕΩΡΙΩΝ

Προτού προχωρήσουμε στην ανασκόπηση των κυματικών θεωριών, θα πρέπει να γίνει σύνοψη των γενικών αρχών της δυναμικής των ιδεατών ρευστών, που θα αποτελέσουν τη βάση της θεωρίας κυματισμών, αλλά και της εξαγωγής των εξισώσεων των μαθηματικών μοντέλων. Σημειώνεται πως μεγάλο μέρος των πληροφοριών που παρουσιάζονται στη συνέχεια λήφθηκε από τη διεθνή βιβλιογραφία και συγκεκριμένα από τα βιβλία «*Water wave mechanics for engineers and scientists*», *G. Dean and R. Dalrymple (1991)*, «*Ακτομηχανική – Έργα Προστασίας Ακτών*», *Θ. Καραμπάς, Γ. Κρεστενίτης και Χ. Κουτίτας (2015)* και «*Δυναμική των αγωγών μεταφοράς ρευστών*», *Ι. Χατζηγεωργίου (2015)*.

Αρχικά, οι εξισώσεις διατήρησης της ορμής στη διδιάστατη ροή για ένα ασυμπίεστο τέλει ρευστό, χωρίς την επίδραση εξωτερικών δυνάμεων εκτός της βαρύτητας έχουν ως εξής:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (\text{Εξίσωση 2.1})$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g$$

Η εξίσωση συνέχειας έχει ως εξής:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (\text{Εξίσωση 2.2})$$

,όπου

- u : οριζόντια ταχύτητα κατά x
- w : η κατακόρυφη ταχύτητα κατά z
- p : η πίεση
- ρ : η πυκνότητα του νερού
- g : η επιτάχυνση της βαρύτητας

Αν υποθέσουμε αστρόβιλη ροή έχουμε τη σχέση:

$$\omega = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \right) = 0 \quad (\text{Εξίσωση 2.3})$$

, όπου ω είναι η στροβιλότητα.

Στην περίπτωση που υιοθετηθεί η παραδοχή αστρόβιλης ροής ασυμπίεστου ρευστού, αντί των παραπάνω μεταβλητών u, w και p , συχνά χρησιμοποιείται η συνάρτηση δυναμικού $\Phi(x, z, t)$ των ταχυτήτων που ορίζεται:

$$u = \frac{\partial \Phi}{\partial x} \quad w = \frac{\partial \Phi}{\partial z} \quad (\text{Εξίσωση 2.4})$$

Αντικαθιστώντας την εξίσωση 2.4 στην εξίσωση συνέχειας 2.2 προκύπτει η εξίσωση Laplace:

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = 0 \quad (\text{Εξίσωση 2.5})$$

Επίσης, η ολοκλήρωση της εξίσωσης ορμής 2.1 κατά μήκος μιας γραμμής ροής δίνει τη γενικευμένη εξίσωση Bernoulli (δυναμική οριακή συνθήκη ελεύθερης επιφάνειας):

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = \frac{1}{2} (u^2 + w^2) + gz + \frac{p}{\rho} = B(t) \quad (\text{Εξίσωση 2.6})$$

Ύστερα από τον μηδενισμό της πίεσης στην ελεύθερη επιφάνεια για τιμή του z ίση με τη στάθμη της επιφάνειας η , και υποθέτοντας ότι η $B(t)$ ενσωματώνεται στη Φ , η σχέση 2.6 γίνεται:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = g\eta + \frac{1}{2} [u_s^2 + w_s^2] \quad (\text{Εξίσωση 2.7})$$

, όπου με η συμβολίζεται η στιγμιαία ανύψωση της ελεύθερης επιφάνειας πάνω από τη μέση στάθμη της θάλασσας και με u_s και w_s η οριζόντια και η κατακόρυφη ταχύτητα που εμφανίζεται στην επιφάνεια αντίστοιχα.

Λαμβάνοντας ως δεδομένο ότι το νερό δεν διέρχεται μέσω της ελεύθερης επιφάνειας, προκύπτει η κινηματική οριακή συνθήκη της ελεύθερης επιφάνειας:

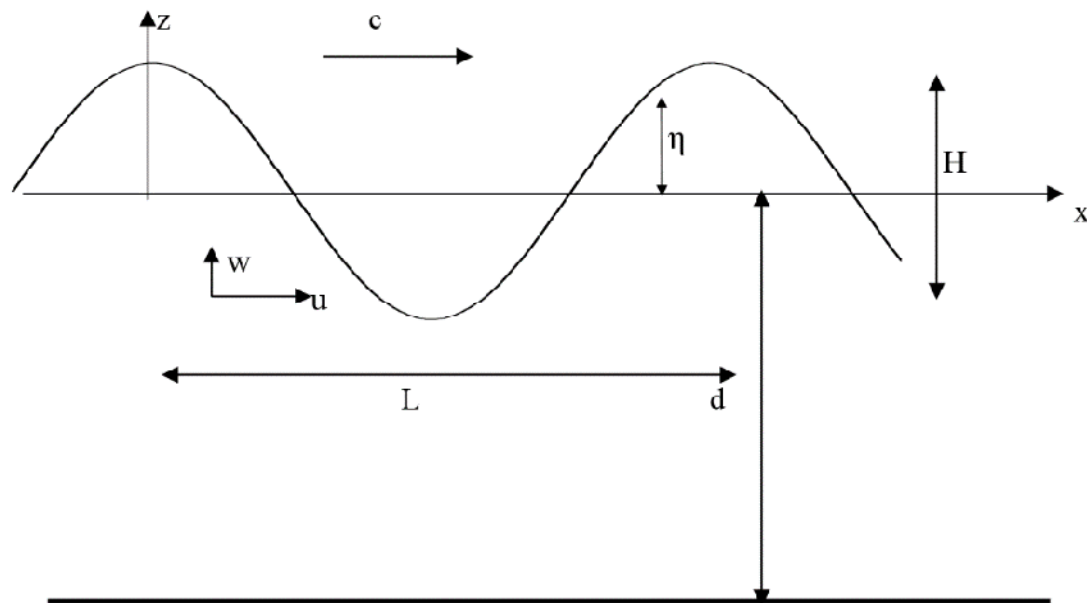
$$w = \frac{\partial \Phi}{\partial z} = \frac{\partial \eta}{\partial t} + u \frac{\partial \eta}{\partial x}, \text{ για } z = \eta(x, t) \quad (\text{Εξίσωση 2.8})$$

Λαμβάνοντας τη θεώρηση πως ο πυθμένας είναι οριζόντιος και αδιαπέρατος, επιβάλλεται ο μηδενισμός της κατακόρυφης συνιστώσας της ταχύτητας και συνεπώς η κινηματική συνθήκη πυθμένα γράφεται:

$$w = \frac{\partial \phi}{\partial z} = 0, \text{ για } z = -d \quad (\text{Εξίσωση 2.9})$$

2.2 Γραμμική θεωρία κυματισμών - Airy

Η γραμμική θεωρία κυματισμών (G. B. Airy, 1841), στηρίζεται στις παραδοχές ότι το ρευστό είναι τέλει, ο πυθμένας αδιαπέρατος, σταθερός και οριζόντιος (το βάθος δεν μεταβάλλεται), η ροή είναι αστρόβιλη, η πίεση της ελεύθερης επιφάνειας είναι μηδενική και το ύψος κύματος H είναι σε μεγάλο βαθμό μικρότερο από το βάθος d και το μήκος L .



Εικόνα 2.1: Γραμμικοί κυματισμοί – Παράμετροι (Ακτομηχανική - Έργα Προστασίας Ακτών, 2015)

Παρακάτω, παρατίθενται υπό μορφή εξισώσεων οι παραδοχές της θεωρίας Airy:

- Εξίσωση συνέχειας της μάζας για ασυμπιεστο ρευστό

$$\text{div} \vec{U}(x, z, t) = 0 \Rightarrow \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (\text{Εξίσωση 2.10})$$

, όπου:

$\vec{U}(x, z, t)$ είναι το διάνυσμα της ταχύτητας σε δύο διαστάσεις

- Η ροή είναι αστρόβιλη, πράγμα που συνεπάγεται το γεγονός ότι δεν εμφανίζεται διατμητική τάση στη διεπιφάνεια αέρα-υγρού και στον πυθμένα. Έτσι, ισχύει η σχέση για αστρόβιλη ροή:

$$\nabla x \vec{U}(x, z, t) = \frac{\partial w}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial z} = 0 \quad (\text{Εξίσωση 2.11})$$

- Το ρευστό είναι ιδανικό ($\mu = 0$), καθώς το οριακό στρώμα στον πυθμένα θεωρείται ελάχιστο. Έτσι, μέσω των γενικών εξισώσεων κίνησης *Navier-Stokes* και υποθέτοντας αστρόβιλη ροή προκύπτει η εξίσωση *Bernoulli*:

$$\rho \frac{\partial \Phi}{\partial t} + \rho g z + \rho \frac{u^2 + w^2}{2} + p_0 = c t \quad (\text{Εξίσωση 2.12})$$

- Το εύρος του κυματισμού είναι πολύ μικρότερο από το βάθος του νερού καθώς και από το μήκος κύματος ($a \ll d$ και $a \ll \lambda$). Έτσι, η γραμμική θεωρία κυματισμών βρίσκει ισχύ για κυματισμούς μικρού ύψους που δρουν σε βαθειά ή ρηχά νερά, όμως για πολύ ρηχά νερά δεν μπορεί να εφαρμοστεί.

Η θεωρία Airy στηρίζεται στη συνάρτηση δυναμικού $\Phi(x, z, t)$ για τον υπολογισμό των χαρακτηριστικών του κυματικού πεδίου (προφίλ ελεύθερης επιφάνειας, κινηματική των σωματιδίων, ταχύτητα διάδοσης κύματος). Εξαιτίας της παραδοχής περί αστρόβιλης ροής, οι συνιστώσες της ταχύτητας στις δύο διευθύνσεις εκφράζονται ως οι μερικές παράγωγοι της συνάρτησης δυναμικού ως προς x και ως προς z , όπως φαίνεται παρακάτω:

$$\vec{U}(x, z, t) = \text{grad} \Phi \Rightarrow u = \frac{\partial \Phi}{\partial x} \text{ και } w = \frac{\partial \Phi}{\partial z} \quad (\text{Εξίσωση 2.13})$$

Στη συνέχεια, αν ληφθεί υπόψη η παραδοχή της συνέχειας της μάζας, κατά την οποία το ρευστό θεωρείται ασυμπίεστο, προκύπτει η εξίσωση Laplace με όρους δυναμικού ροής και ταχύτητας:

$$\nabla^2 \Phi = 0 \Rightarrow \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = 0 \quad (\text{Εξίσωση 2.14})$$

$$\nabla^2 u = 0 \Rightarrow \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = 0 \quad (\text{Εξίσωση 2.15})$$

Στη συνέχεια, για να προχωρήσουμε στη μαθηματική περιγραφή της ελεύθερης επιφάνειας και της κινηματικής των σωματιδίων, θα πρέπει να εφαρμοστούν οι οριακές συνθήκες.

ΟΡΙΑΚΕΣ ΣΥΝΘΗΚΕΣ ΠΥΘΜΕΝΑ ΚΑΙ ΕΠΙΦΑΝΕΙΑΣ

- Κινηματική οριακή συνθήκη πυθμένα (Kinematic Bottom Boundary Condition, KBBC) – Ο πυθμένας είναι οριζόντιος και αδιαπέρατος

Από την παραπάνω παραδοχή, συμπεραίνουμε πως ο πυθμένας δεν αφαιρεί και δεν προσθέτει ενέργεια στη ροή, καθώς και ότι δεν ανακλά κυματική ενέργεια. Έτσι, δεν μπορεί να υπάρξει κατακόρυφη ροή στον πυθμένα, οπότε εκεί η κατακόρυφη ταχύτητα μηδενίζεται.

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0, \text{ για } z = -d \quad (\text{Εξίσωση 2.16})$$

- Κινηματική οριακή συνθήκη επιφάνειας (Kinematic Free-Surface Boundary Condition, KFSBC) – Τα σωματίδια παραμένουν στην επιφάνεια

Έτσι, η ταχύτητα ροής στην ελεύθερη επιφάνεια πρέπει να ισούται με την ταχύτητα στην επιφάνεια στην κατακόρυφη διεύθυνση.

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial \Phi}{\partial x} \frac{\partial \eta}{\partial x}, \text{ για } z = \eta \rightarrow \frac{\partial \Phi}{\partial z} = \frac{\partial \eta}{\partial t}, \text{ για } z = 0 \quad (\text{Εξίσωση 2.17})$$

- Δυναμική οριακή συνθήκη επιφάνειας (Dynamic Free-Surface Boundary Condition, DFSBC) – Η πίεση στην ελεύθερη επιφάνεια είναι σταθερή

Λαμβάνοντας υπόψη την παραπάνω συνθήκη, οι επιδράσεις της ροής του ανέμου αγνοούνται, οπότε η διαφορά πίεσης, λόγω του ανέμου, μεταξύ μιας κορυφής και μιας κοιλίας του κυματισμού μπορεί να θεωρηθεί αμελητέα. Έστερα από εφαρμογή της εξίσωσης Bernoulli προκύπτει λοιπόν:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + gz + \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Phi}{\partial z} \right)^2 \right] = 0, \text{ για } z = \eta \rightarrow \frac{\partial \Phi}{\partial t} + g\eta = 0, \text{ για } z = 0 \quad (\text{Εξίσωση 2.18})$$

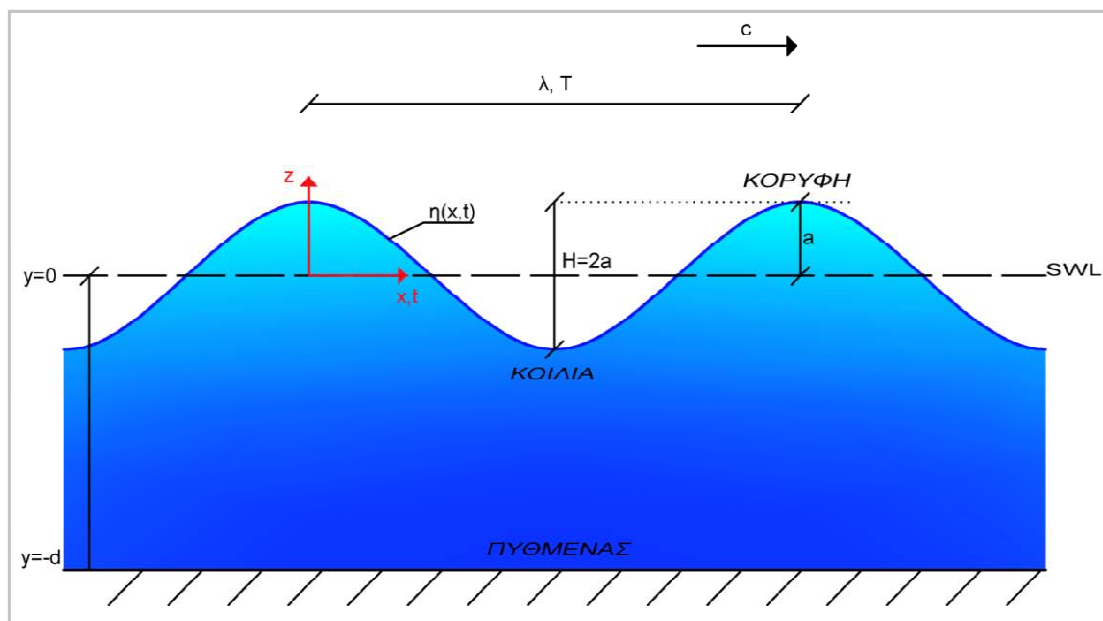
Βάσει των παραδοχών που αναφέρθηκαν παραπάνω, δίνεται η δυνατότητα εξαγωγής αναλυτικών λύσεων, που αφορούν περιοδικούς κυματισμούς που διαδίδονται διατηρώντας τη μορφή τους σε κάθε περίοδο. Η αναλυτική λύση για τη

συνάρτηση δυναμικού προκύπτει έπειτα από τον συνδυασμό των εξισώσεων Laplace, KBBC και DFSBC για δεδομένη συχνότητα ω :

$$\Phi(x, z, t) = \frac{\omega}{\kappa} a \frac{\cosh(k(z+d))}{\sinh(kd)} \sin(kx - \omega t) \quad (\text{Εξίσωση 2.19})$$

Για να ολοκληρωθεί η πλήρης περιγραφή διάδοσης ενός κυματισμού σε δύο διαστάσεις, πρέπει πρωτίστως να οριστεί ένα σύστημα συντεταγμένων όπου:

- Ο άξονας x αντιπροσωπεύει τη στάθμη ηρεμίας του ρευστού (Still Water Level - SWL), δηλαδή την υποθετική επιφάνεια του ρευστού σε απουσία κυματισμών. Η φορά του άξονα υποδηλώνει τη διεύθυνση διάδοσης του κυματισμού, η οποία θεωρείται θετική από τα αριστερά προς τα δεξιά.
- Ο άξονας z είναι κάθετος στον άξονα x και παίρνει θετικές τιμές από τη στάθμη ηρεμίας (όπου $z = 0$) προς τα επάνω. Η διεύθυνση της βαρύτητας αντιστοιχεί σε αυτή του αρνητικού άξονα z , πράγμα που έχει σαν αποτέλεσμα ο άξονας z να παίρνει τιμές από a έως $-d$, όπου a το εύρος του κυματισμού και d το βάθος του νερού (απόσταση της στάθμης ηρεμίας από τον πυθμένα).



Εικόνα 2.2: Προφίλ ελεύθερης επιφάνειας σύμφωνα με τη θεωρία κυματισμών Airy (Κανάκης, 2017)

Έπειτα από την εισαγωγή της συνάρτησης δυναμικού (Εξίσωση 2.19) στη δυναμική συνθήκη επιφάνειας (Εξίσωση 2.18), προκύπτει το προφίλ ανύψωσης της

ελεύθερης επιφάνειας. Η ελεύθερη επιφάνεια περιγράφεται ως μια αρμονική συνάρτηση της οριζόντιας απόστασης x και του χρόνου t και ορίζεται ως εξής:

$$\eta(x, t) = a \cos(kx - \omega t) \quad (\text{Εξίσωση 2.20})$$

, όπου:

- a : εύρος κύματος, $[m]$
- ω : γωνιακή συχνότητα του κύματος, $[rad/s]$
- k : αριθμός κύματος, $[rad/m]$

Πρέπει να σημειωθεί ότι το προφίλ της ελεύθερης επιφάνειας είναι συμμετρικό ως προς τη στάθμη ηρεμίας, η οποία για γραμμικούς κυματισμούς συμπίπτει με τη Μέση Στάθμη Κυματισμών, όπως παρατηρείται και στην παραπάνω εικόνα. Επίσης, το εύρος του κυματισμού υπολογίζεται ως η κατακόρυφη απόσταση της κορυφής ή της κοιλίας από τη στάθμη ηρεμίας της θάλασσας και ισχύει $-a \leq \eta \leq a$. Ως ύψος κύματος H ορίζεται η κατακόρυφη απόσταση μεταξύ μιας κορυφής και μιας κοιλίας σε μία περίοδο. Συνεπώς, για το ύψος κύματος σε κανονικούς γραμμικούς κυματισμούς ισχύει: $H = 2a$.

Η περίοδος κύματος είναι ουσιαστικά η οριζόντια απόσταση μεταξύ δύο διαδοχικών κορυφών ή κοιλιών, όπως αποτυπώνεται στο διάγραμμα εύρους-χρόνου. Το μήκος κύματος αντιπροσωπεύει την οριζόντια απόσταση μεταξύ δυο διαδοχικών κορυφών ή κοιλιών, όπως αποτυπώνεται στο διάγραμμα εύρους-οριζόντιας απόστασης. Σε ό,τι αφορά τη γωνιακή συχνότητα ω και τον αριθμό κύματος k που αποτελούν τις χωρικές παραμέτρους του κυματισμού, οι παράμετροι αυτές συνδέονται με τις χρονικές παραμέτρους του κύματος T (περίοδος) και λ (μήκος κύματος) μέσω των παρακάτω τύπων:

$$T = \frac{2\pi}{\omega} \quad , \quad \lambda = \frac{2\pi}{k} \quad (\text{Εξίσωση 2.21})$$

Εξάλλου, ο αριθμός κύματος και η γωνιακή συχνότητα σχετίζονται μεταξύ τους καθώς τα επιφανειακά κύματα βαρύτητας εμφανίζουν διασπορά συχνοτήτων, που σημαίνει πως κάθε αριθμός κύματος έχει δική του συχνότητα και ταχύτητα

διάδοσης. Τα παραπάνω λοιπόν εκφράζονται μέσω της σχέσης γραμμικής διασποράς (linear dispersion relation), η οποία εξάγεται από τη δυναμική οριακή συνθήκη της επιφάνειας DFSBC (Εξίσωση 2.18) ως:

$$\omega^2 = gk \tanh(kd) \quad (\text{Εξίσωση 2.22})$$

Επίσης, η ταχύτητα διάδοσης του κύματος ορίζεται ως εξής:

$$c = \frac{\lambda}{t} \quad (\text{Εξίσωση 2.23})$$

Αναφορικά στις συνιστώσες της ταχύτητας κάθε σωματιδίου ρευστού, στην οριζόντια (u) και στην κατακόρυφη (w) διεύθυνση, προκύπτουν από τις εξισώσεις 2.13 και 2.19 ως εξής:

$$u(x, z, t) = \frac{a\omega \cosh(k(z+d))}{\sinh(kd)} \cos(kx - \omega t) \quad (\text{Εξίσωση 2.24})$$

$$w(x, z, t) = \frac{a\omega \sinh(k(z+d))}{\sinh(kd)} \sin(kx - \omega t) \quad (\text{Εξίσωση 2.25})$$

Ενώ, οι συνιστώσες της επιτάχυνσης κάθε σωματιδίου του ρευστού προκύπτουν για την οριζόντια και την κατακόρυφη διεύθυνση αντίστοιχα ως εξής:

$$a_x(x, z, t) = u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial u}{\partial t} \quad (\text{Εξίσωση 2.26})$$

$$a_z(x, z, t) = u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial t} \quad (\text{Εξίσωση 2.27})$$

, όπου:

- οι δύο πρώτοι όροι, εκφράζουν την συναγωγική επιτάχυνση, δηλαδή τον ρυθμό μεταβολής της ταχύτητας στις αντίστοιχες διευθύνσεις ως προς τη θέση, και
- ο τελευταίος όρος εκφράζει την τοπική επιτάχυνση, δηλαδή τον ρυθμό μεταβολής της ταχύτητας στις αντίστοιχες διευθύνσεις συναρτήσει του χρόνου.

Εξαιτίας της αρχικής υπόθεσης μικρών κυματισμών, οι δύο πρώτοι που αφορούν όρους ταχύτητας $2^{\text{ης}}$ τάξης μπορούν να αγνοηθούν. Έτσι, οι δύο συνιστώσες της επιτάχυνσης υπολογίζονται όπως φαίνεται στους παρακάτω τύπους:

$$a_x(x, z, t) = \frac{a\omega^2 \cosh(k(z+d))}{\sinh(kd)} \sin(kx - \omega t) \quad (\text{Εξίσωση 2.28})$$

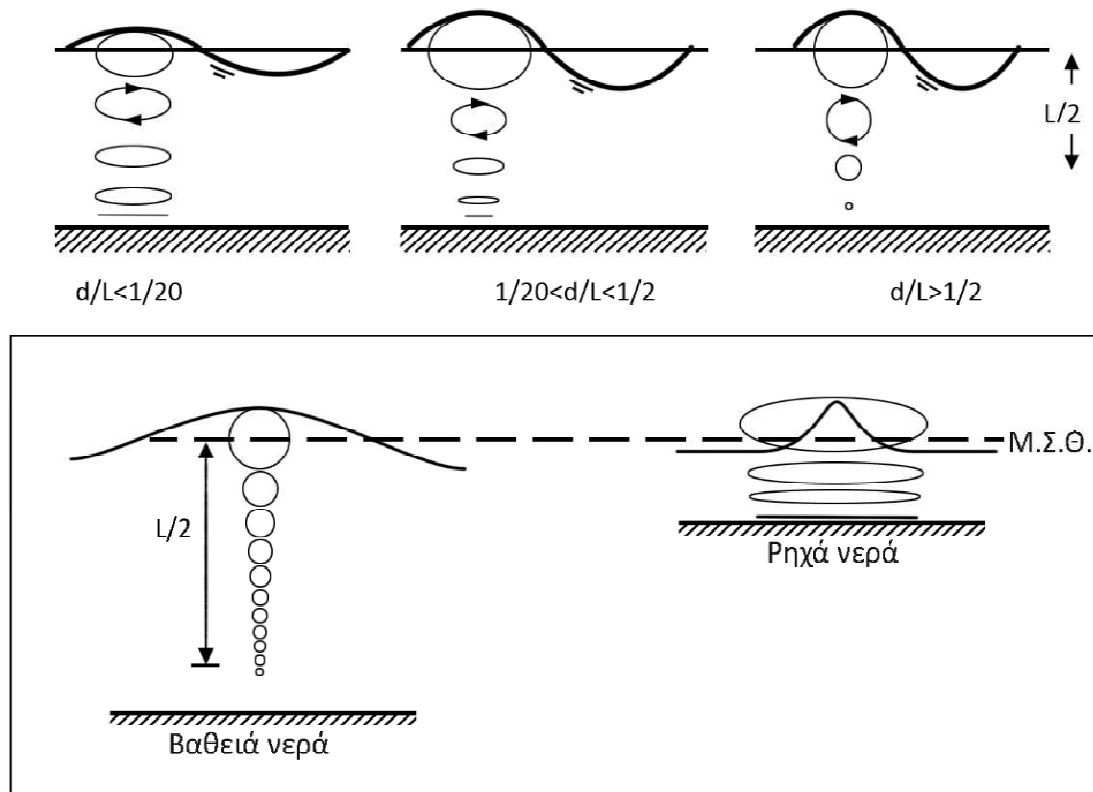
$$a_z(x, z, t) = -\frac{a\omega^2 \sinh(k(z+d))}{\sinh(kd)} \cos(kx - \omega t) \quad (\text{Εξίσωση 2.29})$$

Με σκοπό να γίνει εισαγωγή της κατευθυντικότητας που διακρίνεται στην πραγματική θάλασσα, προτείνεται να εφαρμοστεί ο συντελεστής Φ στις τελικές τιμές των συνιστωσών της σωματιδιακής ταχύτητας και επιτάχυνσης, που οδηγεί στη γραμμική μείωση τους:

$$u_\Phi = u \cdot \Phi \quad \text{και} \quad w_\Phi = w \cdot \Phi \quad (\text{Εξίσωση 2.30})$$

$$a_{x,\Phi} = a_x \cdot \Phi \quad \text{και} \quad a_{z,\Phi} = a_z \cdot \Phi \quad (\text{Εξίσωση 2.31})$$

Στο παρακάτω σχήμα απεικονίζονται οι τροχιές των υλικών σημείων στα βαθιά, ενδιάμεσα και ρηχά νερά. Στα βαθιά νερά οι τροχιές απεικονίζονται με κυκλική μορφή σε όλη τη στήλη του νερού, αλλά η διάμετρός τους εμφανίζει μείωση όσο αυξάνεται η απόσταση από την ελεύθερη επιφάνεια. Σε μεγαλύτερα βάθη από $L/2$ ($z < -L/2$) οι τροχιές και οι ταχύτητες πρακτικά μηδενίζονται. Από την άλλη πλευρά, στα ενδιάμεσα και ρηχά νερά οι τροχιές προσεγγίζουν τον πυθμένα και έχουν ελλειπτική μορφή, ενώ στον πυθμένα η κίνηση των σωματιδίων παρουσιάζει μόνο οριζόντια συνιστώσα.

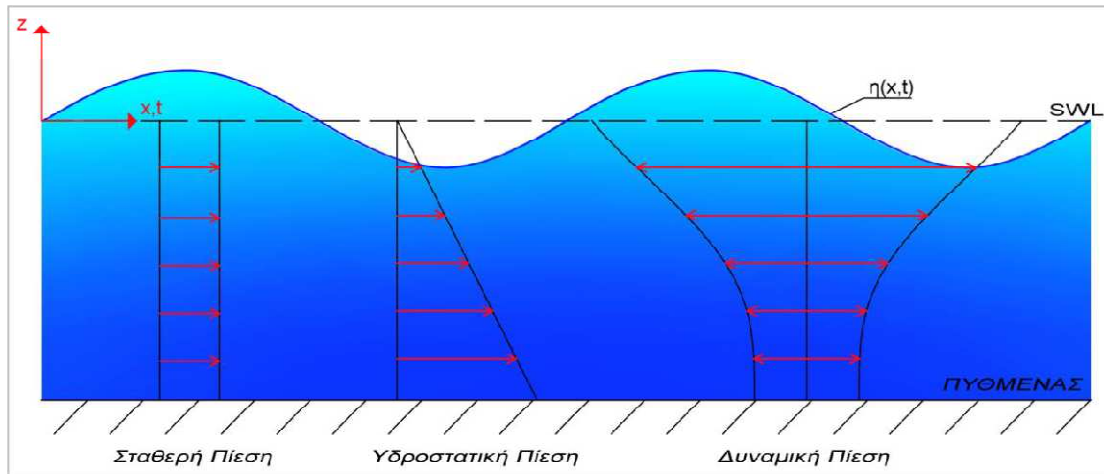


Εικόνα 2.3: Τροχιές των υλικών σημείων σε βαθιά, ενδιάμεσα και ρηχά νερά (Ακτομηχανική – Έργα Προστασίας Ακτών, 2015)

Η συνάρτηση της πίεσης προκύπτει μέσω της εξίσωσης Bernoulli, ενώ με την παραδοχή μικρών κυματισμών ($a \ll \lambda$), ισχύει ότι $u \ll u^2$ και συνεπώς ο όρος $\rho(u^2 + w^2)/2$ μπορεί να παραληφθεί. Με την εισαγωγή της συνάρτησης δυναμικού, η πίεση $P(x, z, t)$ σε κάθε σημείο του κυματικού πεδίου, δίνεται από την εξίσωση:

$$P(x, z, t) = p_0 - \rho g z + \rho a g \frac{\cosh(k(z+d))}{\cosh(kd)} \cos(kx - \omega t) \quad (\text{Εξίσωση 2.32})$$

Στον παραπάνω τύπο, ο πρώτος όρος αντιπροσωπεύει την σταθερή πίεση όπως για παράδειγμα την ατμοσφαιρική, ο δεύτερος όρος την υδροστατική που μεταβάλλεται με το βάθος, ενώ ο τρίτος όρος την δυναμική πίεση η οποία εξαρτάται από το βάθος και τον χρόνο.



Εικόνα 2.4: Σταθερή, Υδροστατική και Δυναμική Πίεση σύμφωνα με την εξίσωση Bernoulli (Κανάκης, 2017)

2.3 Κυματική θεωρία Stokes 2ης τάξης

Μία από τις βασικότερες θεωρίες και μεθόδους για μονοχρωματικούς κυματισμούς αποτελεί η Stokes 2^{ης} τάξης (G. Stokes, 1847). Στις περισσότερες περιπτώσεις για την εύρεση της ταχύτητας ροής χρησιμοποιείται ο τύπος $u = \nabla \phi$. Έτσι, με αυτό τον τρόπο μπορεί να επιτευχθεί με μεγαλύτερη ακρίβεια η ταλαντευόμενη κίνηση των σωματιδίων των κυμάτων από την επιφάνεια και κάτω από αυτήν. Κατά συνέπεια, χρησιμοποιώντας τις ίδιες παραδοχές με αυτές της θεωρίας Airy, το πεδίο της ταχύτητας είναι ελεύθερα αποκλινόμενο και η συνάρτηση δυναμικού ικανοποιεί την εξίσωση Laplace (Εξίσωση 2.5). Η ελεύθερη επιφάνεια απαντά σε τρεις παραμέτρους $z = \eta(x, y, t)$ και ο πυθμένας βρίσκεται στο $z = -d$.

ΟΡΙΑΚΕΣ ΣΥΝΘΗΚΕΣ ΠΥΘΜΕΝΑ ΚΑΙ ΕΠΙΦΑΝΕΙΑΣ

- *Κινηματική οριακή συνθήκη πυθμένα (Kinematic Bottom Boundary Condition, KBBC):* Ο πυθμένας είναι οριζόντιος και αδιαπέρατος.

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = 0, \text{ για } z = -d \quad (\text{Εξίσωση 2.33})$$

- *Κινηματική οριακή συνθήκη επιφάνειας (Kinematic Free-Surface Boundary Condition, KFSBC):* Τα σωματίδια παραμένουν στην επιφάνεια.

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial \phi}{\partial x} \frac{\partial \eta}{\partial x}, \text{ για } z = \eta \quad (\text{Εξίσωση 2.34})$$

- Δυναμική οριακή συνθήκη επιφάνειας (*Dynamic Free-Surface Boundary Condition, DFSBC*): Η πίεση στην ελεύθερη επιφάνεια είναι σταθερή.

Ύστερα από χρήση της εξίσωσης Bernoulli προκύπτει:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + gz + \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Phi}{\partial z} \right)^2 \right] = 0, \text{ για } z = \eta \quad (\text{Εξίσωση 2.35})$$

Το κυματικό πεδίο περιγράφεται από τη συνάρτηση δυναμικού, η οποία ύστερα από εισαγωγή της εξίσωσης Laplace στην κινηματική συνθήκη πυθμένα και τη δυναμική επιφάνειας, προκύπτει:

$$\Phi(x, z, t) = \frac{\omega}{k} a \frac{\cosh(k(z+d))}{\sinh(kd)} \sin \theta + a^2 \omega \frac{3 \cosh(2k(z+d))}{8 \sinh^4(kd)} \sin 2\theta \quad (\text{Εξίσωση 2.36})$$

όπου:

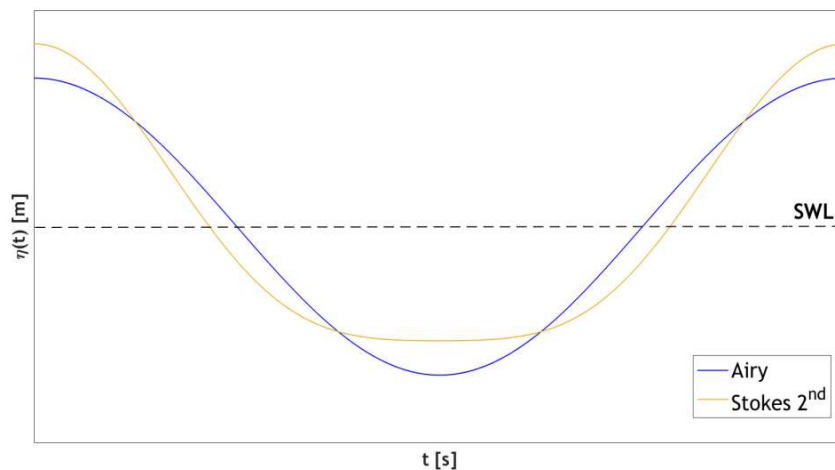
$\theta = kx - \omega t$: η φάση του κυματισμού, σε ακτίνια [rad]

Η κυματική θεωρία Stokes 2^{ης} τάξης περιγράφει μαθηματικά την ανύψωση της ελεύθερης επιφάνειας ως περιοδική συνάρτηση των παραμέτρων x, t που αποτελείται από δύο όρους:

$$\eta(x, t) = \eta_1 + \eta_2 = \frac{H \cos \theta}{2} + \frac{(H^2 k \cosh(kd)) \cos(2\theta)}{16 \sinh^3(kd)} \quad (\text{Εξίσωση 2.37})$$

, όπου ο πρώτο όρος αποτελεί την εξίσωση της ελεύθερης επιφάνειας σύμφωνα με τη θεωρία Airy.

Σχετικά με το προφίλ ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας, πρέπει να σημειωθεί πως δεν είναι συμμετρικό ως προς τη στάθμη ηρεμίας, όπως φαίνεται στην παρακάτω εικόνα. Οι κορυφές βρίσκονται σε υψηλότερο σημείο και οι κοιλίες σε χαμηλότερο από αυτές της γραμμικής θεωρίας Airy, ενώ το ύψος κύματος παραμένει σταθερό με την πάροδο του χρόνου. Επίσης, ο κυματισμός παρουσιάζει υψηλότερες επιταχύνσεις εξαιτίας των μεγαλύτερων κλίσεων, κάτι που έχει ως αποτέλεσμα τα ασκούμενα φορτία στην κατασκευή να είναι αυξημένα.



Εικόνα 2.5: Προφίλ ελεύθερης επιφάνειας για τις κυματικές θεωρίες Airy και Stokes 2^{ης} τάξης

Η εξίσωση γραμμικής διασποράς είναι η ίδια με αυτή της θεωρίας Airy:

$$\omega^2 = gk \tanh(kd) \quad (\text{Εξίσωση 2.38})$$

Τέλος, παρακάτω παρατίθενται οι εξισώσεις που περιγράφουν τις ταχύτητες και τις επιταχύνσεις των σωματιδίων στις δύο διευθύνσεις:

$$u(x, z, t) = \frac{\partial \Phi}{\partial x} = \frac{H\omega \cosh(k(z+d))}{2 \sinh(kd)} \cos \theta + \frac{3H^2 \omega k \cosh(2k(z+d))}{16 \sinh^4(kd)} \cos(2\theta) \quad (\text{Εξίσωση 2.39})$$

$$w(x, z, t) = \frac{\partial \Phi}{\partial z} = \frac{H\omega \sinh(k(z+d))}{2 \sinh(kd)} \sin \theta + \frac{3H^2 \omega k \sinh(2k(z+d))}{16 \sinh^4(kd)} \sin(2\theta) \quad (\text{Εξίσωση 2.40})$$

$$a_x(x, z, t) = \frac{\partial u}{\partial t} = \frac{H\omega^2 \cosh(k(z+d))}{2 \sinh(kd)} \sin \theta + \frac{6H^2 \omega^2 k \cosh(2k(z+d))}{16 \sinh^4(kd)} \sin(2\theta) \quad (\text{Εξίσωση 2.41})$$

$$a_z(x, z, t) = \frac{\partial w}{\partial t} = -\frac{H\omega^2 \sinh(k(z+d))}{2 \sinh(kd)} \cos \theta - \frac{6H^2 \omega^2 k \sinh(2k(z+d))}{16 \sinh^4(kd)} \cos(2\theta) \quad (\text{Εξίσωση 2.42})$$

Ενώ με την εισαγωγή της κατευθυντικότητας προκύπτουν οι τελικές τιμές των ταχυτήτων και των επιταχύνσεων:

$$u_\phi = u \cdot \Phi, w_\phi = w \cdot \Phi \quad (\text{Εξίσωση 2.43})$$

$$a_{x,\phi} = a_x \cdot \Phi, a_{z,\phi} = a_z \cdot \Phi \quad (\text{Εξίσωση 2.44})$$

2.4 Κυματική θεωρία συνάρτησης ροής - Fourier 18ης τάξης

Η μέθοδος Fourier 18ης τάξης βασίζεται στην ανάπτυξη σε σειρές Fourier της ροϊκής συνάρτησης Ψ και ως εκ τούτου ονομάζεται και Θεωρία της Ροϊκής Συνάρτησης (Stream Function Theory). Στηρίζεται στη θεωρία που αναπτύχθηκε από τον Dean (1965) και στην ουσία πρόκειται για μοντέλο κανονικών κυματισμών, το οποίο βρίσκει εφαρμογή για δεδομένα το ύψος κύματος H , την περίοδο του κυματισμού T και το βάθος του πεδίου d . Η περιγραφή της ροής πραγματοποιείται με χρήση της ροϊκής συνάρτησης σε δύο διαστάσεις $\Psi(x, z)$ (εξίσωση 2.45), η οποία ικανοποιεί την εξίσωση Laplace. Το μοντέλο βρίσκει εφαρμογή σε ευρύ πεδίο βαθών (Διάγραμμα Dean & Le Méhauté), όμως ακριβέστερα αποτελέσματα προκύπτουν για ρηχά και ενδιάμεσα νερά.

$$u + U = \frac{\partial \Psi}{\partial z}, w = -\frac{\partial \Psi}{\partial x} \quad (\text{Εξίσωση 2.45})$$

, όπου U είναι η ταχύτητα του ρεύματος σε περίπτωση που υφίσταται.

Οι παραδοχές της θεωρίας Fourier παρατίθενται παρακάτω:

- ✓ Διδιάστατη ροή.
- ✓ Ομοιόμορφο βάθος.
- ✓ Κίνηση περιοδική.

ΟΡΙΑΚΕΣ ΣΥΝΘΗΚΕΣ ΠΥΘΜΕΝΑ ΚΑΙ ΕΠΙΦΑΝΕΙΑΣ

- *Κινηματική οριακή συνθήκη πυθμένα (Kinematic Bottom Boundary Condition-KBBC):*

$$\frac{\partial \varphi}{\partial z} = -\frac{\partial \Psi}{\partial x} = w = 0, \text{ για } z = -d \quad (\text{Εξίσωση 2.46})$$

- *Κινηματική οριακή συνθήκη επιφάνειας (Kinematic Free-Surface Boundary Condition-KFSBC):*

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + (u + U) \frac{\partial \eta}{\partial x} = w, \text{ για } z = \eta \quad (\text{Εξίσωση 2.47})$$

- *Δυναμική οριακή συνθήκη επιφάνειας (Dynamic Free-Surface Boundary Condition-DFSBC):*

Έπειτα από εφαρμογή της εξίσωσης Bernoulli έχουμε:

$$\frac{p(x)}{\rho g} + \frac{1}{2g} [(u + U)^2 + w^2] + \eta - \frac{1}{g} \frac{\partial \varphi}{\partial t} = 0, \text{ για } z = \eta \quad (\text{Εξίσωση 2.48})$$

, όπου $p(x)$ είναι η σταθερή πίεση (για παράδειγμα η ατμοσφαιρική πίεση).

Σε ένα σύστημα αναφοράς, κινούμενο με ταχύτητα c , η ροϊκή συνάρτηση μπορεί να προσεγγιστεί ως εξής:

$$\psi(x, z) = \left(\frac{L}{T} - U\right) z + \sum_{n=4,6,8}^{N-1} \sinh(n-2) \frac{\pi}{L} (d+z) (X(n) \cos(n-2) \frac{\pi}{L} x + Xn+1 \sin(n-2)\pi Lx) \quad (\text{Εξίσωση 2.49})$$

,όπου:

- N : η τάξη της θεωρίας, εν προκειμένω $N = 18$
- $X(n)$: συντελεστές, οι τιμές των οποίων προσδιορίζονται με τη μέθοδο των ελαχίστων τετραγώνων που προσαρμόζεται στις οριακές συνθήκες της ελεύθερης επιφάνειας
- L : το μήκος κύματος
- T : η περίοδος κύματος

Με εισαγωγή της ροϊκής συνάρτησης στην δυναμική συνθήκη επιφάνειας, προκύπτει το προφίλ ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας:

$$\eta = \frac{\Psi_{x,z=\eta}}{(\frac{L}{T}-U)} - \frac{1}{(\frac{L}{T}-U)} \sum_{n=4,6,8}^{N-1} \sinh(n-2) \frac{\pi}{L} (d+z) (X(n) \cos(n-2) \frac{\pi}{L} x + Xn+1 \sin n-2\pi Lx) \quad (\text{Εξίσωση 2.50})$$

, όπου $\Psi_{x,z=\eta}$: η τιμή της ροϊκής συνάρτησης στην ελεύθερη επιφάνεια, η οποία είναι σταθερή, καθώς η ελεύθερη επιφάνεια είναι μία γραμμή ροής.

Οι ταχύτητες στις δύο διευθύνσεις u (οριζόντια ταχύτητα) και w (κατακόρυφη ταχύτητα) υπολογίζονται μέσω της εξίσωσης 2.45, ενώ οι τοπικές επιταχύνσεις προκύπτουν παραγωγίζοντας τις αντίστοιχες ταχύτητες.

$$a_x = \frac{\partial u}{\partial t}$$

$$a_z = \frac{\partial w}{\partial t}$$

Τέλος, θα πρέπει να σημειωθεί πως στην περίπτωση κατευθυντικών κυματισμών το μοντέλο επιτρέπει την εισαγωγή του μειωτικού συντελεστή Φ στις τελικές τιμές των κινηματικών μεγεθών.

2.5 ΦΑΣΜΑ TORSETHAUGEN

Το φάσμα Torsethaugen αποτελεί ένα απλοποιημένο ενεργειακό φάσμα με διπλή κορυφή, το οποίο αναπαριστά τις κυματικές συνθήκες για απεριόριστη διάρκεια πνοής ανέμου καθώς και μήκους αναπτύγματος και κρίνεται κατάλληλο για εφαρμογή στις συνθήκες της Βόρειας Θάλασσας (*Torsethaugen & Haver, 2004*). Το συγκεκριμένο μοντέλο βασίζεται στην παραδοχή πως υφίστανται δύο υποπεδία, από τα οποία απαρτίζεται το συνολικό πεδίο της θάλασσας και σε αυτά τα υποπεδία πραγματοποιείται και η κατανομή όλης της κυματικής ενέργειας. Επιπρόσθετα, πρέπει να σημειωθεί πως το φάσμα Torsethaugen αποτελεί συνδυασμό των κατανομών JONSWAP (*Εξίσωση 2.51*) και Gauss, όπου η πρώτη κρίνεται καταλληλότερη για την ορθή περιγραφή θαλάσσιων συνθηκών και η δεύτερη για την περιγραφή θαλασσών όπου κυριαρχούν κυματισμοί τύπου swell. Επίσης, ορίζεται πλήρως από το ύψος κύματος H_S και μίας εκ των δύο παραμέτρων T (περίοδος) ή f (συχνότητα). Τέλος, το φάσμα Torsethaugen εκφράζεται μέσω της *Εξίσωσης 2.52* (*J.S.M. Roos, 2011*):

$$S_{\eta\eta}(f) = \frac{0.0081g^2}{(2\pi)^4 f^5} \exp \left[-\frac{5}{4} \left(\frac{f}{f_p} \right)^{-4} \right] \gamma^{\exp \left[-\frac{(f-f_p)^2}{2\sigma^2 f_p^2} \right]} \quad (\text{Εξίσωση 2.51})$$

$$\sigma = \begin{cases} 0.07 & \text{για } f \leq f_p \\ 0.09 & \text{για } f > f_p \end{cases}$$

$$S(f_n) = \sum_{j=1}^2 E_j S_{jn}(f_{jn}) \quad (\text{Εξίσωση 2.52})$$

, όπου

$$E_j = \left(\frac{1}{16} \right) (H_j^2) T_{pj}$$

3. ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΤΗΣ ΚΑΤΑΣΚΕΥΗΣ

Η κατασκευή που μελετάται στην παρούσα διπλωματική εργασία αποτελεί μια πλατφόρμα εξόρυξης πετρελαίου και φυσικού αερίου, η οποία κατατάσσεται στην κατηγορία των έργων βαρύτητας (Gravity Based Structures-GBS). Πρόκειται για μια πραγματική πλατφόρμα, που ονομάζεται Sleipner A GBS και κατασκευάστηκε από την εταιρία Norwegian Contractors για λογαριασμό της Statoil.

Η πλατφόρμα εγκαταστάθηκε στη Βόρεια Θάλασσα, κοντά στη Νορβηγία και είναι γνωστή για την καταστροφική της κατάρρευση στις 23 Αυγούστου του 1991. Η Sleipner A βούλιαξε κατά τη διάρκεια μιας ελεγχόμενης δοκιμής, λόγω ελαττωματικού σχεδιασμού που προκλήθηκε από μη συντηρητικούς κώδικες σκυροδέματος και από μη ακριβή μοντελοποίηση ανάλυσης πεπερασμένων στοιχείων του συνδέσμου μεταξύ των κυψελών της βάσης (ονομαζόμενος ως tri-cell). Πιο συγκεκριμένα, οι διατμητικές τάσεις υποεκτιμήθηκαν κατά 47% οδηγώντας σε ανεπαρκή σχεδιασμό. Κατά τη δοκιμή, τα τοιχώματα σε μία από τις κολόνες άνοιξαν και ακολούθησε γρήγορη πρόσληψη νερού και βύθιση της πλατφόρμας σε βάθος 230 μέτρων νερού μέσα σε λίγα λεπτά.



Εικόνα 3.1: Πλατφόρμα εξόρυξης πετρελαίου και φυσικού αερίου Sleipner A στη Βόρεια Θάλασσα (Statoil, διαδίκτυο)

Η κατασκευή βρίσκεται σε ενδιάμεσα-ρηχά νερά, βάθους 82.5 μέτρων, και το δομικό της σύστημα αποτελείται από κυλίνδρους σκυροδέματος. Πιο συγκεκριμένα, στη βάση της κατασκευής βρίσκονται 24 κύλινδροι διαμέτρου 24 μέτρων και ύψους 54 μέτρων ο καθένας, όλοι συνδεδεμένοι μεταξύ τους, καλύπτοντας μια περιοχή με μέγιστη διάσταση 144 μέτρων, ενώ εκτός από τη δομική τους συνδρομή λειτουργούν επιπρόσθετα ως κιβώτια αποθήκευσης κοιτάσματος (storage caissons). Το κατάστρωμα της πλατφόρμας εδράζεται σε 4 κυλινδρικά υποστυλώματα μεταβαλλόμενης διατομής, τα οποία με τη σειρά τους εδράζονται επάνω από τους 24 κυλίνδρους της βάσης. Οι εν λόγω κολόνες έχουν ύψος 56 μέτρων και η διάμετρος στη βάση τους είναι 24 μέτρα. Η βόρεια και νότια κυλινδρική κολόνα (riser shaft-RS και utility shaft-US, αντίστοιχα) καταλήγουν σε διάμετρο 13.2 μέτρων στο μέγιστο ύψος τους, ενώ η ανατολική και δυτική κυλινδρική κολόνα (drill shafts, DS-E και DS-W, αντίστοιχα) καταλήγουν σε διάμετρο 16.5 μέτρων.

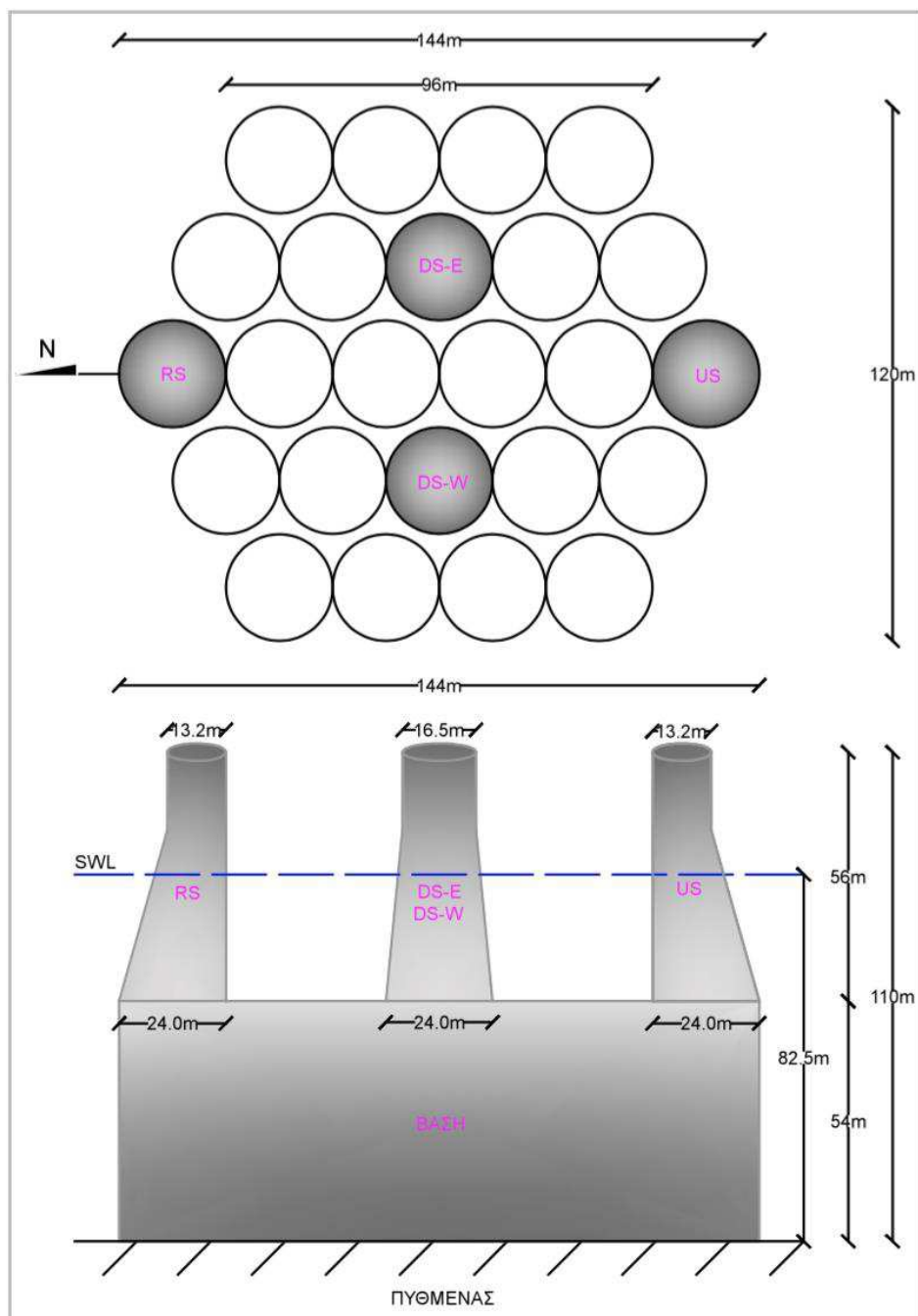


Εικόνα 3.2: Πλατφόρμα Sleipner A στη Βόρεια Θάλασσα (Καρυπίδης, 2015)



Εικόνα 3.3: Υποστυλώματα μεταβαλλόμενης διατομής και κύλινδροι σκυροδέματος στη βάση (Καρυπίδης, 2015)

Παρακάτω παρουσιάζεται μία σχηματική απεικόνιση της όλης κατασκευής τόσο σε όψη όσο και σε κάτοψη.



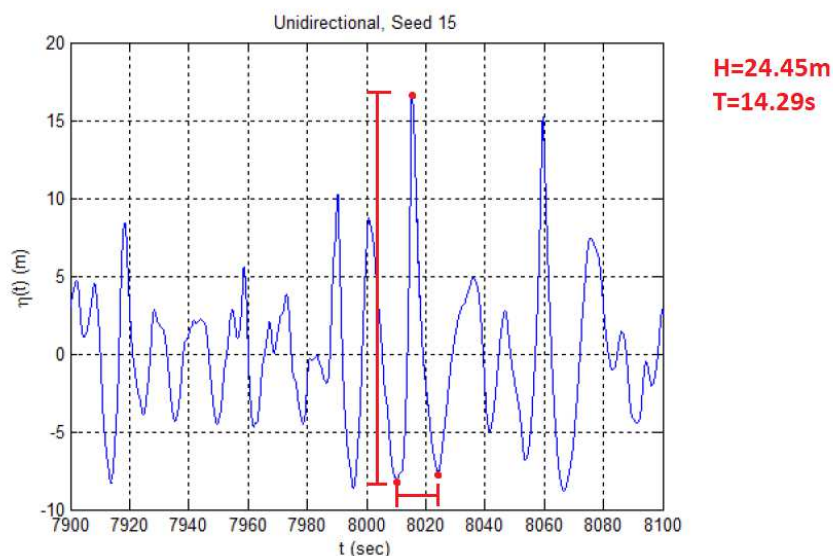
Εικόνα 3.4: Κάτοψη και πλάγια όψη (πάνω και κάτω αντίστοιχα), όπου τα υποστυλώματα σημειώνονται ως: RS (βόρειο υποστώλωμα), US (νότιο υποστώλωμα), DS-E (ανατολικό υποστώλωμα) και DS-W (δυτικό υποστώλωμα) (Κανάκη, 2017)

4. ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΚΑΤΑΚΟΡΥΦΩΝ ΦΟΡΤΙΩΝ ΣΤΗΝ ΚΑΤΑΣΚΕΥΗ

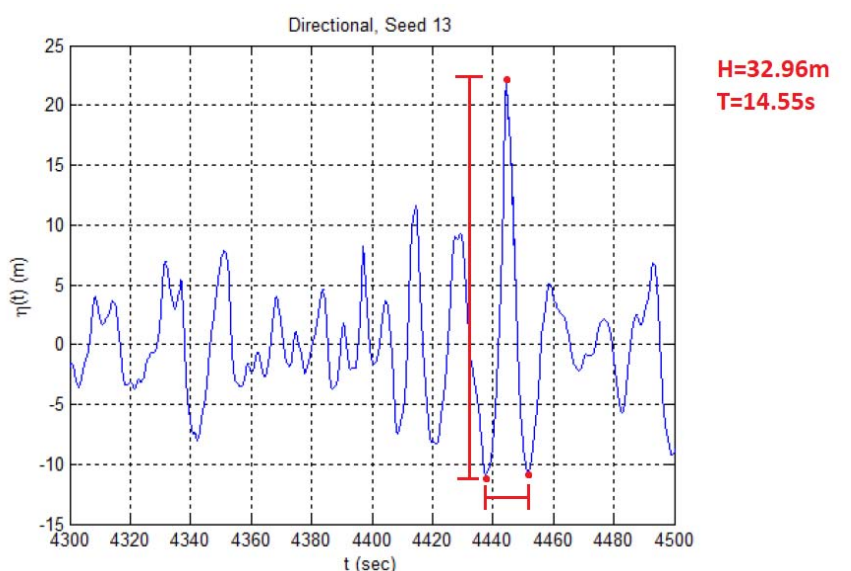
Στην παρούσα μεταπτυχιακή εργασία ειδίκευσης, έγινε υπολογισμός των κατακόρυφων φορτίων που δρουν στην πλατφόρμα Sleipner A, με χρήση της περιόδου T και του ύψους κύματος H , δεδομένα τα οποία αντλήθηκαν από την εργασία «*Wave-Structure Interactions at the Sleipner A GBS – An experimental study of wave impact loads arising at high elevations*», B. Κατσαρδή (2012), όπως αναφέρθηκε και προηγουμένως. Για τον υπολογισμό των φορτίων χρησιμοποιήθηκαν οι κατάλληλες διατάξεις του ευρύτερου κανονιστικού πλαισίου DNV και συγκεκριμένα το παράρτημα DNV-RP-C205. Στη συνέχεια λοιπόν, θα προχωρήσουμε στην ανάλυση αυτής της διαδικασίας παραθέτοντας και τα αποτελέσματα που προέκυψαν από τους υπολογισμούς, οι περισσότεροι των οποίων πραγματοποιήθηκαν στα λογισμικά Excel και MATLAB. Τέλος, θα πρέπει να σημειωθεί το γεγονός πως από τους υπολογισμούς που παρατίθενται στη συνέχεια έχει εξαιρεθεί αυτός για τους κατευθυντικούς κυματισμούς με $n = 2.5$, γιατί αυτή η τιμή του n εμφανίζει μεγάλη ποικιλία κυματισμών και θεωρήθηκε ακραία.

4.1 ΥΨΟΣ ΚΥΜΑΤΟΣ ΚΑΙ ΠΕΡΙΟΔΟΣ

Για την εύρεση του ύψους κύματος H του κυματισμού καθώς και της περιόδου, επιλέχθηκε να γίνει χρήση της μεθόδου «trough-trough» για τον μέγιστο κυματισμό του πειράματος, τόσο για τους μονοκατευθυντικούς όσο και για τους κατευθυντικούς κυματισμούς, όπως φαίνεται στις παρακάτω εικόνες.



Εικόνα 4.1: Εύρεση ύψους κύματος και περιόδου με χρήση της μεθόδου ‘trough-trough’ στους μονοκατευθυντικούς κυματισμούς



Εικόνα 4.2: Εύρεση ύψους κύματος και περιόδου με χρήση της μεθόδου ‘trough-trough’ στους κατευθυντικούς κυματισμούς

Από τα παραπάνω διαγράμματα εξάγονται οι τελικές τιμές που θα χρησιμοποιηθούν ακολούθως για τους υπολογισμούς, και τα αποτελέσματα έχουν ως εξής:

- Μονοκατευθυντικοί κυματισμοί

$$H_{uni}=24.45m$$

$$T_{uni}=14.29s$$

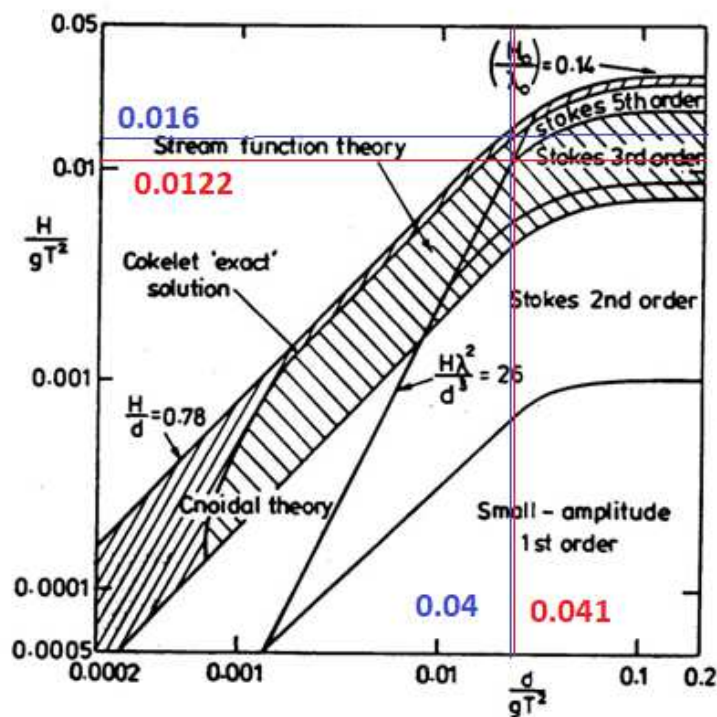
- Κατευθυντικοί κυματισμοί

$$H_{dir}=32.96m$$

$$T_{dir}=14.55s$$

4.2 ΔΙΑΓΡΑΜΜΑ DEAN ΚΑΙ LE MEHAUTE

Η ορθότητα των μοντέλων κανονικών κυματισμών καθορίζεται μέσω του διαγράμματος *Dean (1970) & Le Méhauté (1976)*, το οποίο λαμβάνει υπόψη το αδιάστατο ύψος κύματος (H/gT^2) και το αδιάστατο βάθος νερού (d/gT^2). Το διάγραμμα εφαρμόστηκε για τις δύο περιπτώσεις κυματισμών και παρακάτω παρουσιάζονται τα αποτελέσματα.



Εικόνα 4.3: Υπολογισμός προτεινόμενης θεωρίας κυματισμών (*Dean, 1970 & Le Méhauté, 1976*)

- Μονοκατευθυντικός κυματισμός

$$\frac{H}{gT^2} = \frac{24.45}{9.82 \cdot 14.29^2} = 0.0122$$

$$\frac{d}{gT^2} = \frac{82.5}{9.82 \cdot 14.29^2} = 0.041$$

Για την περίπτωση του μονοκατευθυντικού κυματισμού, ύστερα από τον υπολογισμό των κατάλληλων παραμέτρων προέκυψε ότι χρειάζονται τουλάχιστον όροι 3^{ης} τάξης στα μοντέλα κανονικών κυματισμών για την ορθή περιγραφή του κυματικού πεδίου.

- Κατευθυντικός κυματισμός

$$\frac{H}{gT^2} = \frac{32.96}{9.82 \cdot 14.55^2} = 0.016$$

$$\frac{d}{gT^2} = \frac{82.5}{9.82 \cdot 14.55^2} = 0.04$$

Στην περίπτωση του κατευθυντικού κυματισμού, ύστερα από των υπολογισμό των κατάλληλων παραμέτρων προέκυψε ότι μπορεί να χρησιμοποιηθεί και η cnoidal θεωρία κυματισμών.

Για την επίτευξη της μέγιστης δυνατής ακρίβειας στα αποτελέσματα της παρούσας ανάλυσης, επιλέχθηκε να γίνει χρήση των θεωριών Stokes 5^{ης} τάξης και της θεωρίας Fourier.

4.3 ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΙ ΚΑΙ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΜΕΘΟΔΟΥ STOKES 5^{ης} ΤΑΞΗΣ

4.3.1 ΧΡΗΣΗ ΛΟΓΙΣΜΙΚΟΥ STOKES.EXE

Ο υπολογισμός του προφίλ ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας καθώς και των ταχυτήτων πραγματοποιήθηκε έπειτα από τη χρήση του προγράμματος *stokes.exe*, το οποίο αναπτύχθηκε από τον καθηγητή του Τεχνολογικού Πανεπιστημίου της Βιέννης *John D. Fenton (2018)*. Επίσης, πρέπει να σημειωθεί πως η ανάλυση των δεδομένων πραγματοποιήθηκε για σειρά Stokes 5^{ης} τάξης.

Αναφορικά στη διαδικασία που ακολουθήθηκε, το πρόγραμμα λαμβάνει ως δεδομένα το ύψος κύματος H καθώς και το μήκος κύματος λ ή την περίοδο T , αδιαστατοποιημένα ως προς το βάθος d . Εξαιτίας της έλλειψης λοιπόν δεδομένων για το μήκος κύματος, στην προκειμένη περίπτωση χρησιμοποιήθηκε το ύψος κύματος και η περίοδος, τα οποία υπολογίστηκαν προηγουμένως με τη μέθοδο «*trough-trough*». Οι τιμές αυτές, καθώς και κάποιες επιπλέον παράμετροι σχετικά με την επιλογή θεώρησης του κριτηρίου Euler ή Stokes, την τάξη Stokes που επιθυμείτε να υπολογιστεί, καθώς και τον αριθμό των βημάτων στα οποία θα προχωρήσει ο κώδικας συμπληρώθηκαν στο αρχείο *Data.dat*, το οποίο διαβάζετε από το πρόγραμμα.

Στη συνέχεια και αφού ολοκληρώθηκε η διαδικασία, δημιουργήθηκαν τα αρχεία *Solution.res*, *Surface.res* και *Flowfield.res*, τα οποία περιλαμβάνουν τα εξής:

1) *Solution.res*

Το συγκεκριμένο αρχείο που δημιουργήθηκε από την ανάλυση περιλαμβάνει τις τιμές που υπολογίστηκαν για διάφορες παραμέτρους, όπως αυτές που αναφέρονται ακολούθως:

- Μήκος κύματος λ
- Ταχύτητα διάδοσης c
- Σταθερά Euler
- Σταθερά Stokes
- Μέση ταχύτητα ρευστού \bar{U}

2) Surface.res

Στο συγκεκριμένο αρχείο παρατίθενται οι συντεταγμένες που υπολογίστηκαν στην επιφάνεια, καθώς και η θέση τους στη διεύθυνση X , από την οποία αργότερα αντλήθηκαν και οι αντίστοιχες χρονικές στιγμές εμφάνισης της κάθε τιμής ανύψωσης.

3) Flowfield.res

Το αρχείο *Flowfield.res* περιλαμβάνει τις τιμές των οριζόντιων και κατακόρυφων ταχυτήτων, καθώς και των επιταχύνσεων που προέκυψαν από την ανάλυση για διάφορες τιμές του X και του Y .

4.3.2 ΕΥΡΕΣΗ ΧΡΟΝΙΚΩΝ ΣΤΙΓΜΩΝ ΕΜΦΑΝΙΣΗΣ ΤΙΜΩΝ ΑΝΥΨΩΣΗΣ

Από το αρχείο *Surface.res*, λήφθηκαν οι τιμές των συντεταγμένων X , ενώ από το αρχείο *Solution.res* λήφθηκε η τιμή της ταχύτητας διάδοσης c και στη συνέχεια μέσω της εξίσωσης της ταχύτητα διάδοσης, η οποία φαίνεται παρακάτω υπολογίστηκαν οι τιμές του χρόνου.

$$c = \frac{x}{t} \Rightarrow t = \frac{x}{c} \quad (\text{Εξίσωση 4.1})$$

4.3.3 ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΚΑΤΑΚΟΡΥΦΩΝ ΦΟΡΤΙΩΝ ΣΥΜΦΩΝΑ ΜΕ ΤΟΝ DNV-RP-C205

Για τον υπολογισμό των κατακόρυφων φορτίων στην πλατφόρμα Sleipner A, χρησιμοποιήθηκε το παράρτημα RP-C205 του νορβηγικού κανονισμού DNV και συγκεκριμένα η παράγραφος 8.3.5 *Simplified approach for vertical wave impact force* του κεφαλαίου 8 *Air gap and Wave Slamming*. Σε αυτό το τμήμα του κανονισμού αναφέρεται πως για τον υπολογισμό των κατακόρυφων κυματικών φορτίων σε μία κατασκευή μπορεί να χρησιμοποιηθεί ο παρακάτω τύπος:

$$F_V = \frac{1}{2} \rho C_V A v_z^2 \quad (\text{Εξίσωση 4.2})$$

,όπου

- $C_V = 5$ για κύματα με διεύθυνση 0°
- $C_V = 10$, για κύματα με διεύθυνση 45°
- $\rho = 1025 \frac{kg}{m^3}$, η πυκνότητα του θαλασσινού νερού
- A , η επιφάνεια επιρροής
- v_z , η τιμή της κατακόρυφης ταχύτητας

Επειδή η επιφάνεια επιρροής δεν μπορεί να υπολογιστεί χωρίς να γίνουν επιπλέον μετρήσεις σε συγκεκριμένες θέσεις, αποφασίστηκε να εξαιρεθεί από την διαδικασία οπότε τα αποτελέσματα που θα προκύψουν θα αποτελούν πιέσεις και όχι δυνάμεις. Έτσι, ο τύπος που θα χρησιμοποιηθεί τελικά γράφεται ως εξής:

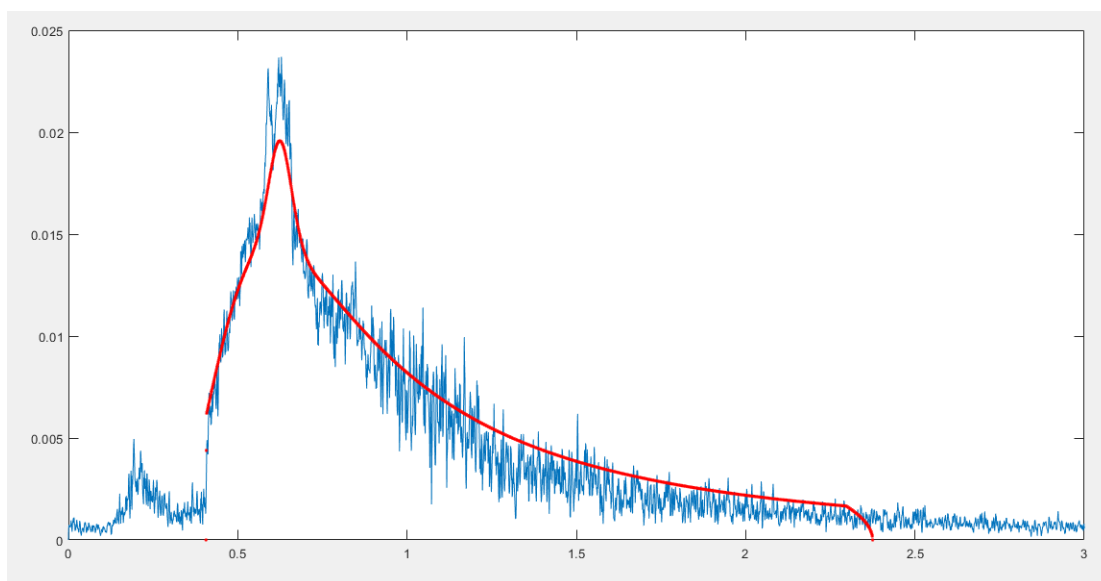
$$F_V = \frac{1}{2} \rho C_V v_z^2 [kPa] \quad (Εξίσωση 4.3)$$

4.3.4 ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ STOKES 5^{ης} ΤΑΞΗΣ

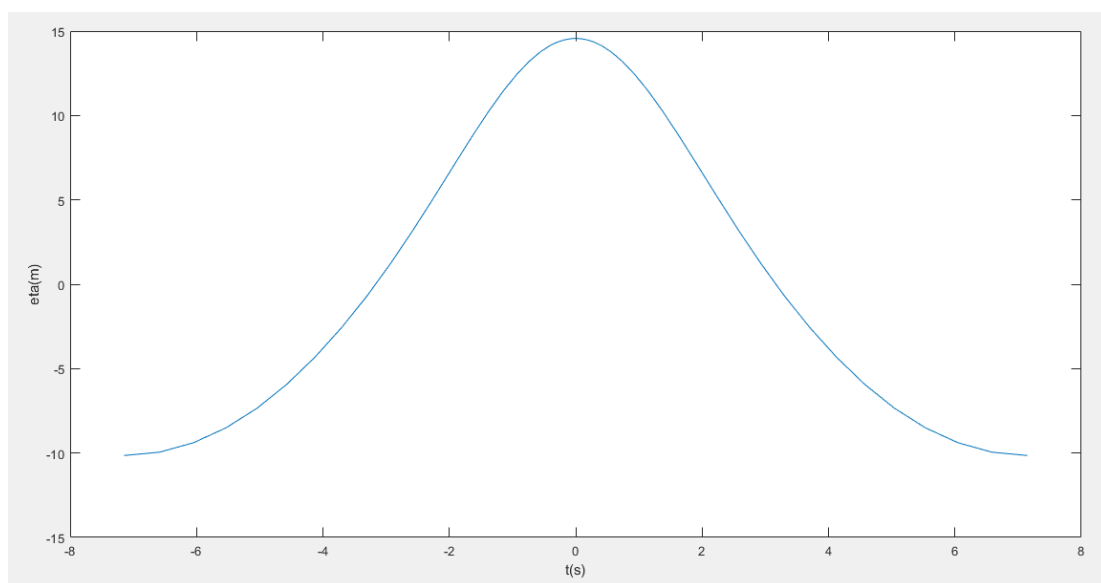
ΠΡΟΦΙΛ ΑΝΥΨΩΣΗΣ ΕΛΕΥΘΕΡΗΣ ΕΠΙΦΑΝΕΙΑΣ

Αρχικά, υπολογίστηκε το φάσμα Torsethaugen για πιθανότητα υπέρβασης 10^{-4} , καθώς και τα προφίλ ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας $\eta - t$, τα οποία παρατίθενται παρακάτω. Συγκεκριμένα υπολογίστηκαν τα κυματικά δεδομένα για τους μονοκατευθυντικούς και κατευθυντικούς κυματισμούς που παρουσιάζουν το μεγαλύτερο ύψος κύματος σύμφωνα με το πείραμα Sleipner A.

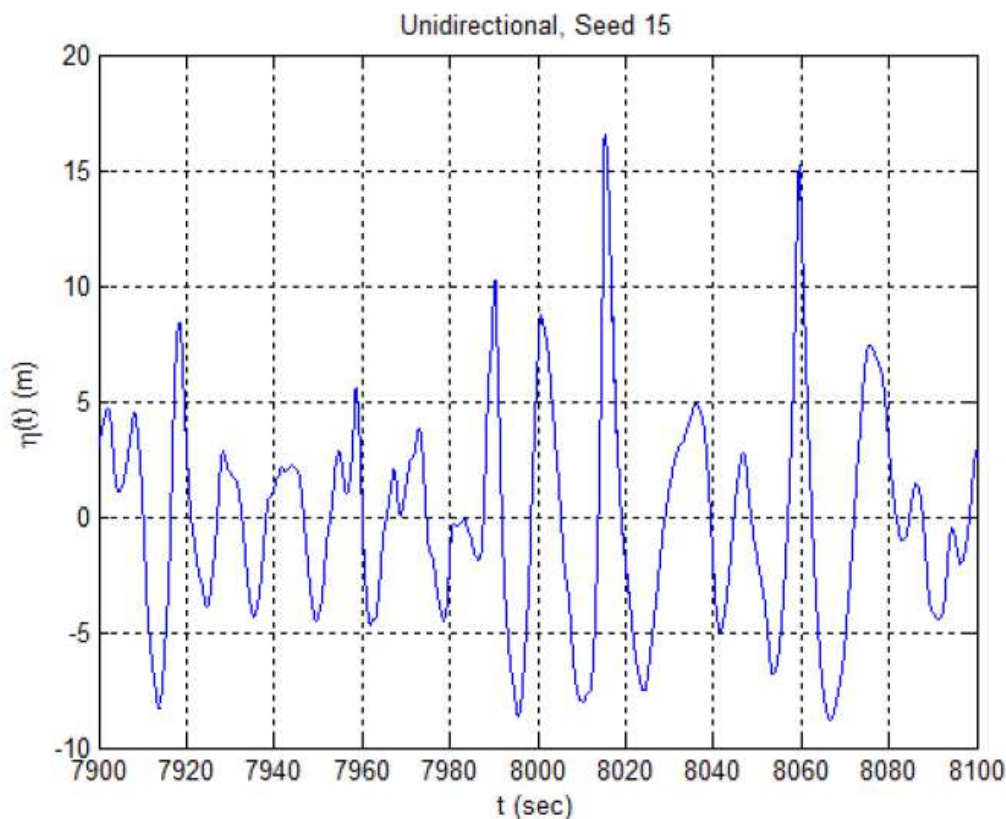
α)



β)

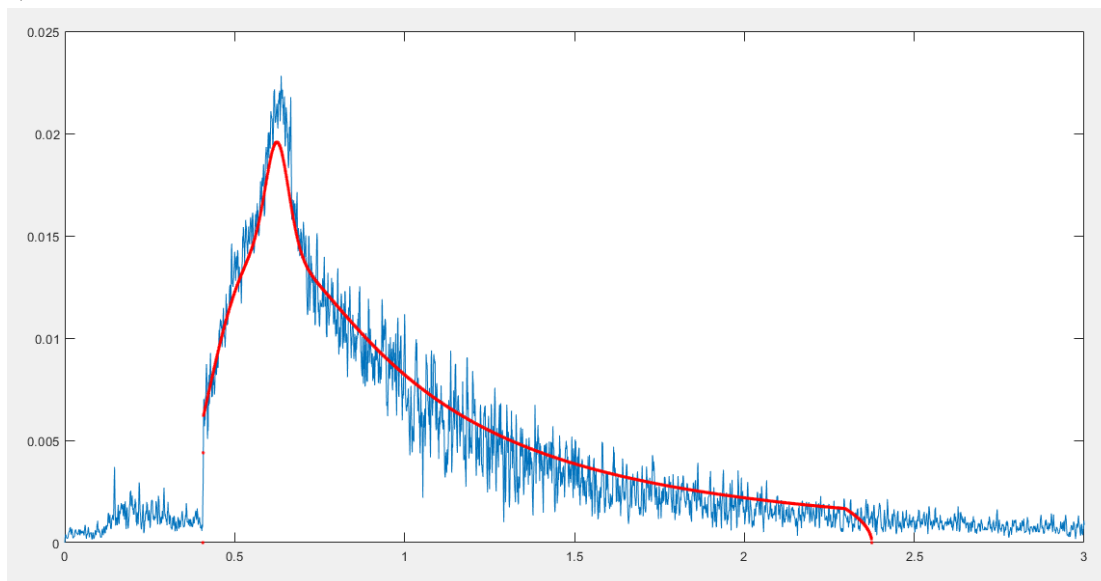


Εικόνα 4.4: α) Φάσμα Torsethaugen και β) Προφίλ ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας για μονοκατευθυντικούς κυματισμούς, seed 15

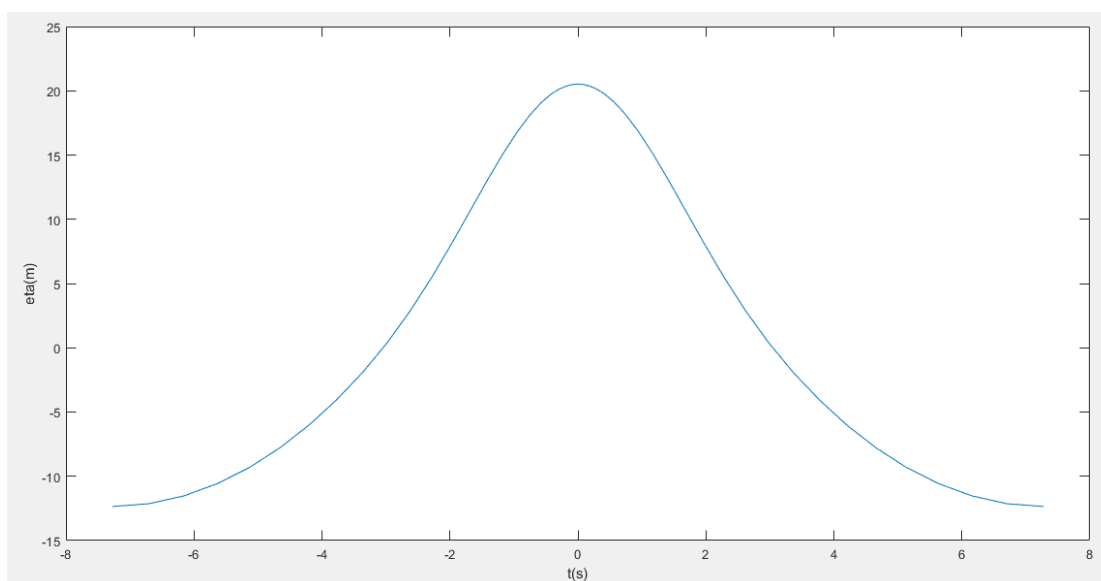


Εικόνα 4.5: Προφίλ ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας για μονοκατευθυντικούς κυματισμούς, seed 15 (Wave-Structure Interactions at the Sleipner A GBS, 2012)

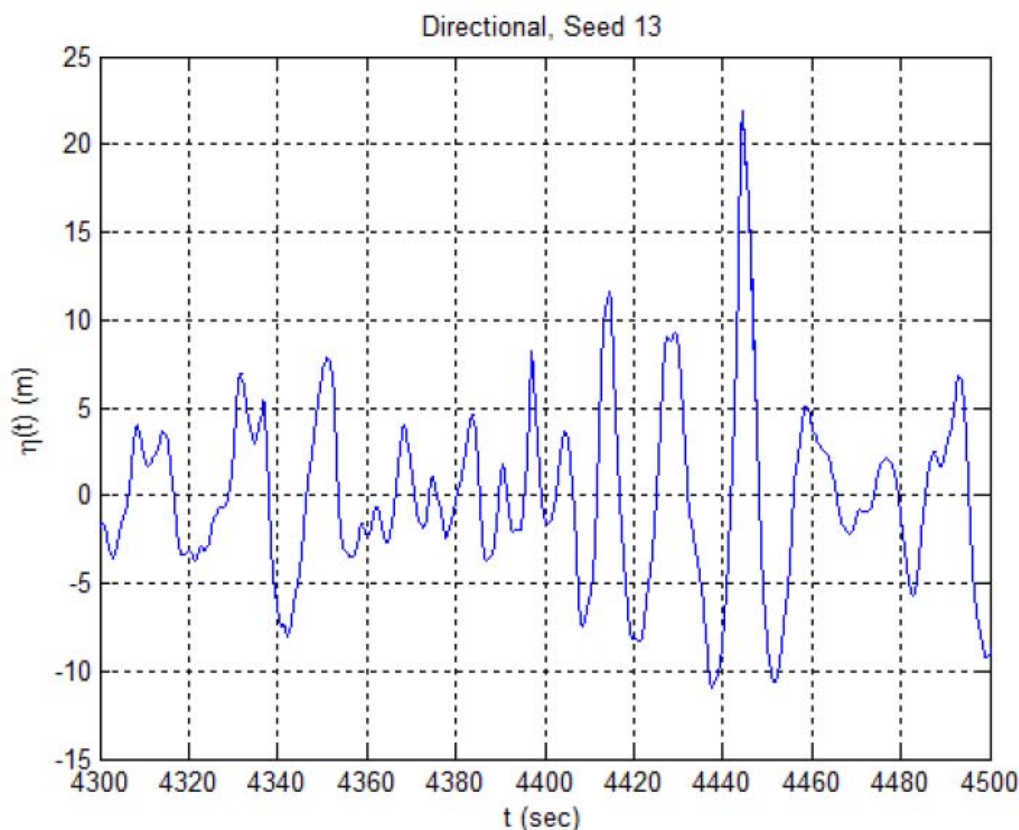
α)



β)



Εικόνα 4.6: α) Φάσμα *Torsethaugen* και β) Προφίλ ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας για κατευθυντικούς κυματισμούς, *seed 13*

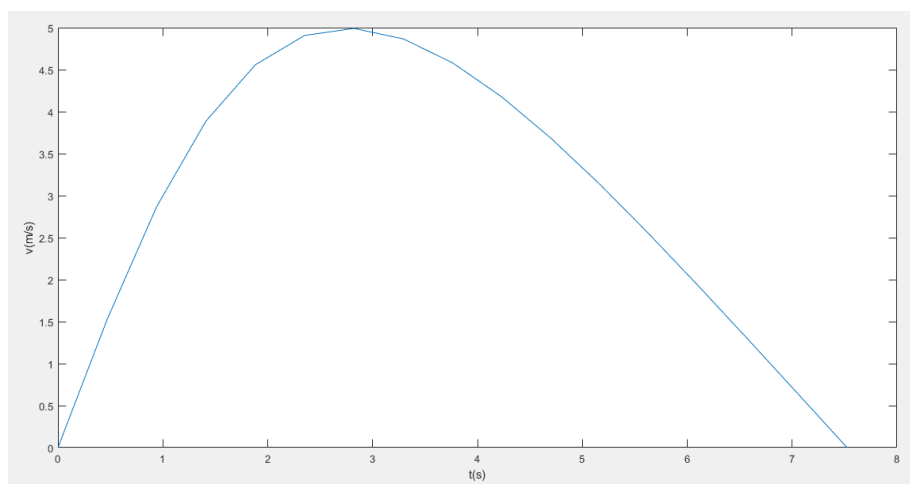


Εικόνα 4.7: Προφίλ ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας για κατευθυντικούς κυματισμούς, seed 13 (*Wave-Structure Interactions at the Sleipner A GBS, 2012*)

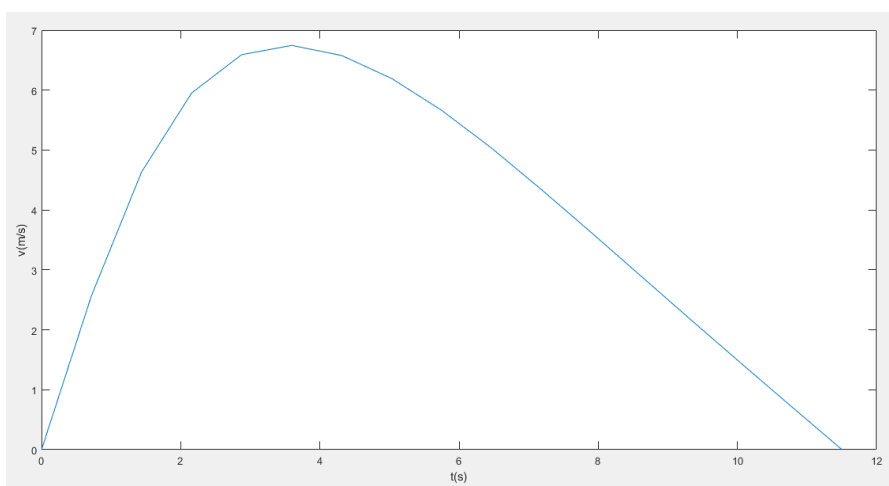
Από τα διαγράμματα προκύπτει το συμπέρασμα ότι για τους μονοκατευθυντικούς κυματισμούς το μέγιστο ύψος κύματος που παρουσιάζεται είναι ίσο με $14.57m$, ενώ για τους κατευθυντικούς κυματισμούς είναι ίσο με $20.52m$. Σε σύγκριση από την άλλη πλευρά με τα αποτελέσματα του πειράματος Sleipner A, όπως φαίνεται και από τα αντίστοιχα διαγράμματα που παρατίθενται παραπάνω, τα αποτελέσματα της ανάλυσης είναι παραπλήσια και συγκλίνουν.

ΔΙΑΓΡΑΜΜΑΤΑ ΚΑΤΑΚΟΡΥΦΩΝ ΤΑΧΥΤΗΤΩΝ

Στη συνέχεια, πραγματοποιήθηκε ο υπολογισμός των κατακόρυφων ταχυτήτων. Ενώ για τους κατευθυντικούς κυματισμούς ο υπολογισμός κρίνεται ακριβής, για τους μονοκατευθυντικούς κρίθηκε αναγκαίο προκειμένου να αυξηθεί το ποσοστό ακρίβειας, να ενσωματωθεί ο μειωτικός συντελεστής Φ , ο οποίος λήφθηκε ίσος με 0.953 και συνέβαλε στη γραμμική μείωση των ταχυτήτων (Κανάκη, 2017).



Εικόνα 4.8: Διάγραμμα κατακόρυφων ταχυτήτων συναρτήσει του χρόνου για τους μονοκατευθυντικούς κυματισμούς ύστερα από τη χρήση του μειωτικού συντελεστή Φ



Εικόνα 4.9: Διάγραμμα κατακόρυφων ταχυτήτων συναρτήσει του χρόνου για τους κατευθυντικούς κυματισμούς

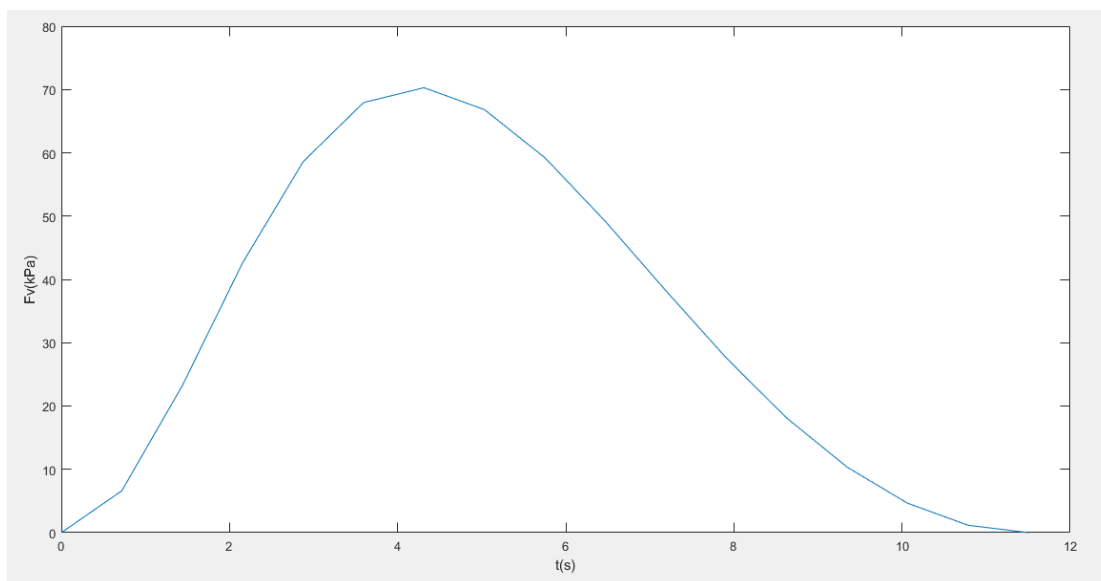
Από τα παραπάνω διαγράμματα προκύπτει ότι η μέγιστη κατακόρυφη ταχύτητα που παρατηρείται για τους μονοκατευθυντικούς κυματισμούς είναι $v_{\max}=4.99\text{m/s}$ ενώ για τους κατευθυντικούς κυματισμούς η μέγιστη ταχύτητα που παρατηρείται είναι ίση με $v_{\max} = 6.75\text{m/s}$.

ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΚΑΤΑΚΟΡΥΦΩΝ ΦΟΡΤΙΩΝ

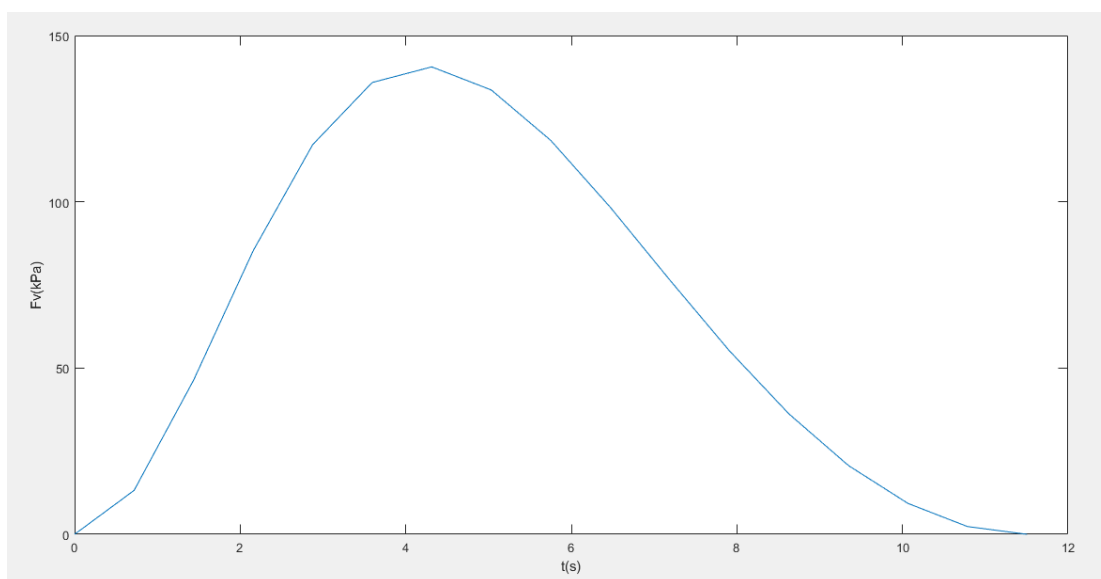
Έπειτα από τον υπολογισμό του προφίλ ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας και των κατακόρυφων ταχυτήτων, πραγματοποιήθηκε ο υπολογισμός των κατακόρυφων φορτίων με χρήση των ως άνω αποτελεσμάτων καθώς και του κανονιστικού πλαισίου του DNV που παρουσιάστηκε προηγουμένως. Οι υπολογισμοί έγιναν τόσο για παράμετρο $C_v = 5$, όσο και για τιμή της ίδιας παραμέτρου ίσης με 10. Ακολούθως παρουσιάζονται τα δεδομένα που εισήχθησαν στα προγράμματα Excel και MATLAB έτσι ώστε να καταλήξουμε στα αντίστοιχα διαγράμματα.

uni Stokes seed 15, $C_v=5$	ρ (kg/m ³)	C_v	v_z	F_v (kPa)	t (s)	uni Stokes seed 15, $C_v=10$	ρ (kg/m ³)	C_v	v_z	F_v (kPa)	t (s)
	1025	5	0	0	0		1025	10	0	0	0
	1025	5	1.605321	6.603703	0.718808		1025	10	1.605321	13.20741	0.718808
	1025	5	3.008553	23.19419	1.437983		1025	10	3.008553	46.38839	1.437983
	1025	5	4.078767	42.63062	2.156791		1025	10	4.078767	85.26125	2.156791
	1025	5	4.781807	58.59329	2.875965		1025	10	4.781807	117.1866	2.875965
	1025	5	5.148981	67.93701	3.594774		1025	10	5.148981	135.874	3.594774
	1025	5	5.237217	70.28537	4.313948		1025	10	5.237217	140.5707	4.313948
	1025	5	5.106286	66.81503	5.032756		1025	10	5.106286	133.6301	5.032756
	1025	5	4.807423	59.22276	5.751931		1025	10	4.807423	118.4455	5.751931
	1025	5	4.380476	49.17072	6.470739		1025	10	4.380476	98.34144	6.470739
	1025	5	3.862447	38.22865	7.189913		1025	10	3.862447	76.45731	7.189913
	1025	5	3.281799	27.59866	7.908722		1025	10	3.281799	55.19731	7.908722
	1025	5	2.658457	18.11019	8.627896		1025	10	2.658457	36.22038	8.627896
	1025	5	2.009497	10.34758	9.346704		1025	10	2.009497	20.69516	9.346704
	1025	5	1.346306	4.644635	10.06588		1025	10	1.346306	9.28927	10.06588
	1025	5	0.674576	1.166074	10.78469		1025	10	0.674576	2.332147	10.78469
	1025	5	0	0	11.50386		1025	10	0	0	11.50386

Πίνακας 4-1: Δεδομένα εισαγωγής στο πρόγραμμα **MATLAB** για τους μονοκατευθυντικούς κυματισμούς



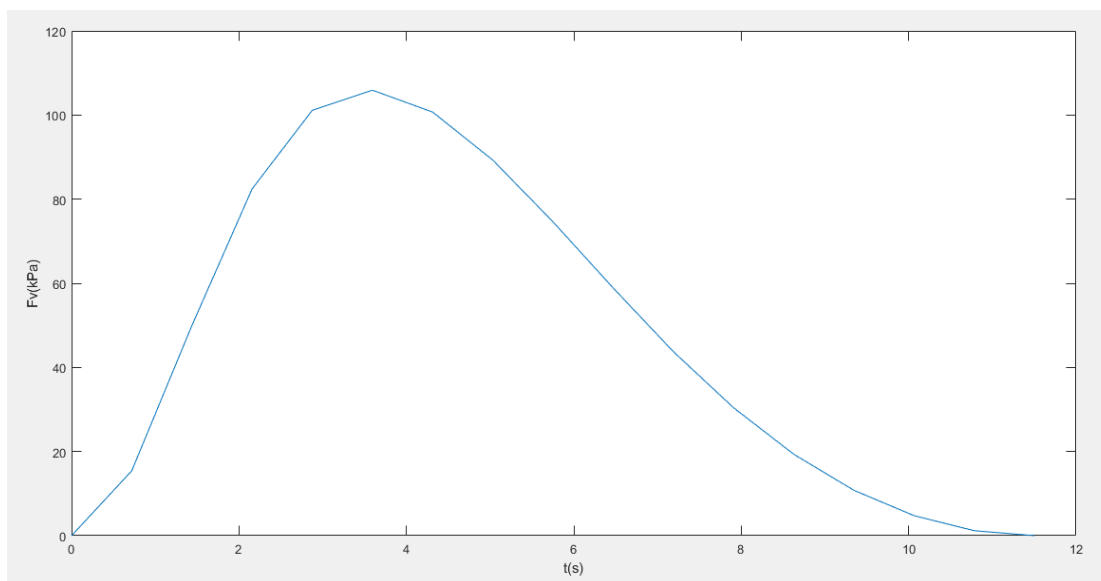
Εικόνα 4.10: Διάγραμμα κατακόρυφων φορτίων για τους μονοκατευθυντικούς κυματισμούς σε συνάρτηση με το χρόνο, $C_v=5$



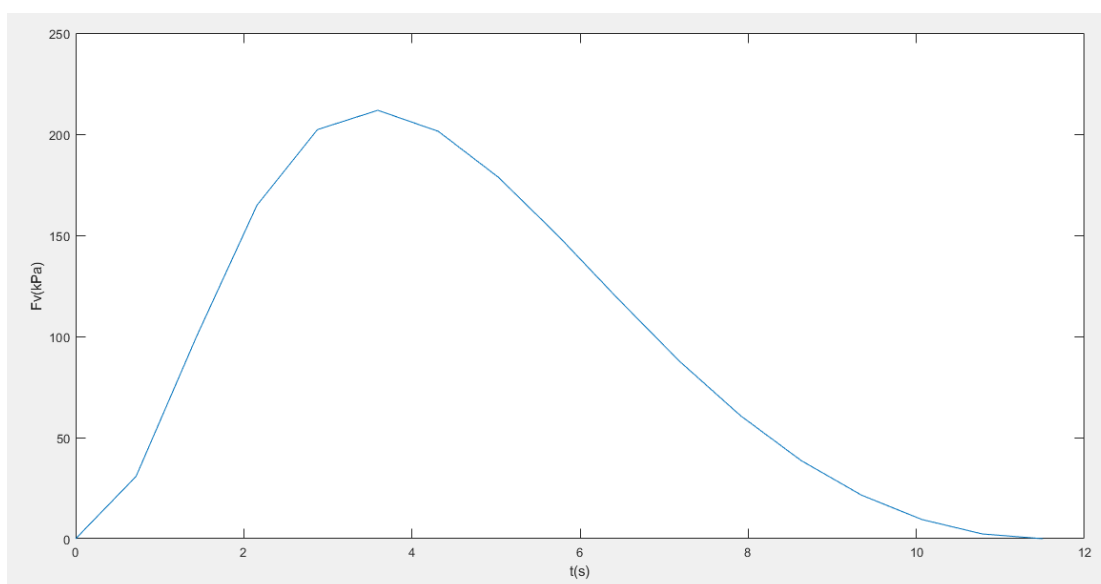
Εικόνα 4.11: Διάγραμμα κατακόρυφων φορτίων για τους μονοκατευθυντικούς κυματισμούς σε συνάρτηση με το χρόνο, $C_v=10$

dir Stokes seed 13, Cv=5	ρ (kg/m ³)	Cv	vz	Fv (kPa)	t	dir Stokes seed 13, Cv=10	ρ (kg/m ³)	Cv	vz	Fv (kPa)	t
	1025	5	0	0	0		1025	10	0	0	0
	1025	5	2.452133	15.4082	0.718808		1025	10	2.452133	30.8164	0.718808
	1025	5	4.41601	49.97168	1.437983		1025	10	4.41601	99.94335	1.437983
	1025	5	5.671914	82.43719	2.156791		1025	10	5.671914	164.8744	2.156791
	1025	5	6.282235	101.1328	2.875965		1025	10	6.282235	202.2657	2.875965
	1025	5	6.428712	105.9039	3.594774		1025	10	6.428712	211.8077	3.594774
	1025	5	6.268672	100.6966	4.313948		1025	10	6.268672	201.3933	4.313948
	1025	5	5.90248	89.27562	5.032756		1025	10	5.90248	178.5512	5.032756
	1025	5	5.395235	74.5907	5.751931		1025	10	5.395235	149.1814	5.751931
	1025	5	4.793052	58.86921	6.470739		1025	10	4.793052	117.7384	6.470739
	1025	5	4.131193	43.73357	7.189913		1025	10	4.131193	87.46714	7.189913
	1025	5	3.444922	30.41043	7.908722		1025	10	3.444922	60.82086	7.908722
	1025	5	2.7478	19.34791	8.627896		1025	10	2.7478	38.69581	8.627896
	1025	5	2.050678	10.77603	9.346704		1025	10	2.050678	21.55206	9.346704
	1025	5	1.361693	4.75141	10.06588		1025	10	1.361693	9.502821	10.06588
	1025	5	0.678134	1.178406	10.78469		1025	10	0.678134	2.356813	10.78469
	1025	5	0	0	11.50386		1025	10	0	0	11.50386

Πίνακας 4-2: Δεδομένα εισαγωγής στο πρόγραμμα MATLAB για τους κατευθυντικούς κυματισμούς



Εικόνα 4.12: Διάγραμμα κατακόρυφων φορτίων για τους κατευθυντικούς κυματισμούς, $C_V=5$



Εικόνα 4.13: Διάγραμμα κατακόρυφων φορτίων για τους κατευθυντικούς κυματισμούς, $C_V=10$

Όπως παρατηρήθηκε μέσα από την ανάλυση των αποτελεσμάτων, το μέγιστο κατακόρυφο φορτίο που παρατηρείται για τους μονοκατευθυντικούς κυματισμούς είναι $F_V = 70.3 \text{ kPa}$, ενώ για τους κατευθυντικούς κυματισμούς είναι $F_V = 105.9 \text{ kPa}$ για την περίπτωση του $C_V = 5$, ενώ για την περίπτωση του $C_V = 10$ οι αντίστοιχες τιμές είναι 140.57 kPa και 211.8 kPa . Η διαφορά μεταξύ των αποτελεσμάτων για τους μονοκατευθυντικούς κυματισμούς και τους κατευθυντικούς αγγίζει το 34%, όπως ήταν αναμενόμενο.

4.4 ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΙ ΚΑΙ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΜΕΘΟΔΟΥ FOURIER 18^{ης} ΤΑΞΗΣ

4.4.1 ΧΡΗΣΗ ΛΟΓΙΣΜΙΚΟΥ FOURIER.EXE

Ο υπολογισμός του προφίλ ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας καθώς και των ταχυτήτων πραγματοποιήθηκε έπειτα από την χρήση του προγράμματος *Fourier.exe*, το οποίο όπως και το *Stokes.exe* αναπτύχθηκε από τον καθηγητή του Τεχνολογικού Πανεπιστημίου της Βιέννης *John D. Fenton (2018)*. Επίσης, πρέπει να σημειωθεί πως η ανάλυση των δεδομένων πραγματοποιήθηκε για σειρά Fourier 18^{ης} τάξης.

Αναφορικά στη διαδικασία που ακολουθήθηκε, όπως αναφέρθηκε και στη διαδικασία της μεθόδου Stokes, το πρόγραμμα λαμβάνει ως δεδομένα το ύψος κύματος H καθώς και το μήκος κύματος λ ή την περίοδο T , αδιαστατοποιημένα ως προς το βάθος d . Εξαιτίας της έλλειψης λοιπόν δεδομένων για το μήκος κύματος, στην προκειμένη περίπτωση χρησιμοποιήθηκε το ύψος κύματος και η περίοδος, τα οποία υπολογίστηκαν προηγουμένως με τη μέθοδο 'trough-trough'. Οι τιμές αυτές καθώς και κάποιες επιπλέον παράμετροι σχετικά με την επιλογή θεώρησης του κριτηρίου Euler ή Stokes, την τάξη Stokes που επιθυμείτε να υπολογιστεί, καθώς και τον αριθμό των βημάτων στα οποία θα προχωρήσει ο κώδικας συμπληρώθηκαν στο αρχείο *Data.dat*, το οποίο διαβάζετε από το πρόγραμμα.

Στη συνέχεια και αφού ολοκληρώθηκε η διαδικασία, δημιουργήθηκαν τα αρχεία *Solution.res*, *Surface.res* και *Flowfield.res*, τα οποία περιλαμβάνουν τα εξής:

1) *Solution.res*

Το συγκεκριμένο αρχείο που δημιουργήθηκε από την ανάλυση περιλαμβάνει τις τιμές που υπολογίστηκαν για διάφορες παραμέτρους, όπως αυτές που αναφέρονται ακολούθως:

- Μήκος κύματος
- Ταχύτητα διάδοσης c
- Σταθερά Euler

- Σταθερά Stokes
- Μέση ταχύτητα ρευστού \bar{U}

2) Surface.res

Στο συγκεκριμένο αρχείο παρατίθενται οι συντεταγμένες που υπολογίστηκαν στην επιφάνεια, καθώς και η θέση τους στη διεύθυνση X , από την οποία αργότερα αντλήθηκαν και οι αντίστοιχες χρονικές στιγμές εμφάνισης της κάθε τιμής ανύψωσης.

3) Flowfield.res

Το αρχείο *Flowfield.res* περιλαμβάνει τις τιμές των οριζόντιων και κατακόρυφων ταχυτήτων, καθώς και των επιταχύνσεων που προέκυψαν από την ανάλυση για διάφορες τιμές του X και του Y .

4.3.2 ΕΥΡΕΣΗ ΧΡΟΝΙΚΩΝ ΣΤΙΓΜΩΝ ΕΜΦΑΝΙΣΗΣ ΤΙΜΩΝ ΑΝΥΨΩΣΗΣ

Από το αρχείο *Surface.res*, λήφθηκαν οι τιμές των συντεταγμένων X , ενώ από το αρχείο *Solution.res* λήφθηκε η τιμή της ταχύτητας διάδοσης c και στη συνέχεια μέσω της εξίσωσης της ταχύτητα διάδοσης, η οποία φαίνεται παρακάτω υπολογίστηκαν οι τιμές του χρόνου.

$$c = \frac{x}{t} \Rightarrow t = \frac{x}{c} \quad (\text{Εξίσωση 4.4})$$

4.3.3 ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΚΑΤΑΚΟΡΥΦΩΝ ΦΟΡΤΙΩΝ ΣΥΜΦΩΝΑ ΜΕ ΤΟΝ DNV-RP-C205

Για τον υπολογισμό των κατακόρυφων φορτίων στην πλατφόρμα Sleipner A, χρησιμοποιήθηκε το παράρτημα RP-C205 του νορβηγικού κανονισμού DNV και συγκεκριμένα η παράγραφος 8.3.5 *Simplified approach for vertical wave impact force* του κεφαλαίου 8 *Air gap and Wave Slamming*. Σε αυτό το τμήμα του κανονισμού αναφέρεται πως για τον υπολογισμό των κατακόρυφων κυματικών φορτίων σε μία κατασκευή μπορεί να χρησιμοποιηθεί ο παρακάτω τύπος:

$$F_V = \frac{1}{2} \rho C_V A v_z^2 \quad (\text{Εξίσωση 4.5})$$

, όπου

- $C_V = 5$ για κύματα με διεύθυνση 0°
- $C_V = 10$, για κύματα με διεύθυνση 45°
- $\rho = 1025 \frac{kg}{m^3}$, η πυκνότητα του θαλασσινού νερού
- A , η επιφάνεια επιρροής
- v_z , η τιμή της κατακόρυφης ταχύτητας

Επειδή η επιφάνεια επιρροής δεν μπορεί να υπολογιστεί χωρίς να γίνουν επιπλέον μετρήσεις σε συγκεκριμένες θέσεις, αποφασίστηκε να εξαιρεθεί από την διαδικασία οπότε τα αποτελέσματα που θα προκύψουν θα αποτελούν πιέσεις και όχι δυνάμεις. Έτσι, ο τύπος που θα χρησιμοποιηθεί τελικά γράφεται ως εξής:

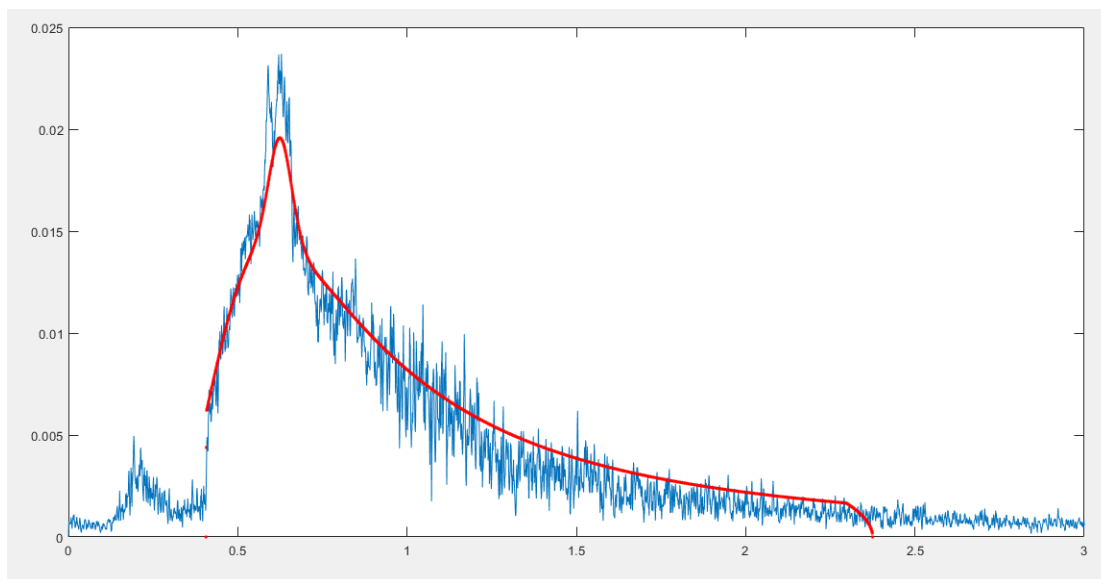
$$F_V = \frac{1}{2} \rho C_V v_z^2 [kPa] \quad (Εξίσωση 4.6)$$

4.3.4 ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ FOURIER 18^{ης} ΤΑΞΗΣ

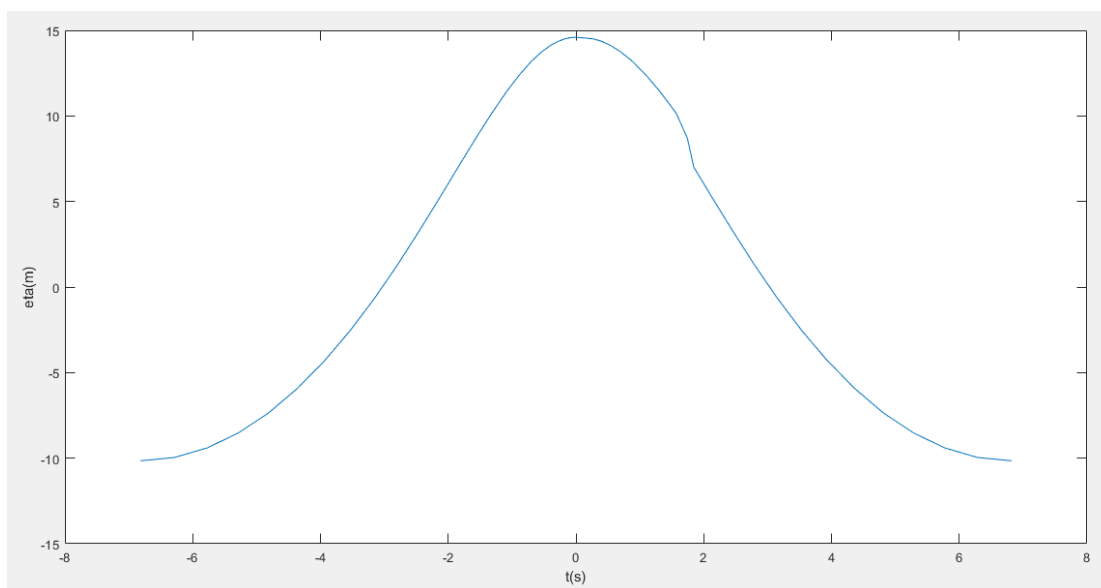
ΠΡΟΦΙΛ ΑΝΥΨΩΣΗΣ ΕΛΕΥΘΕΡΗΣ ΕΠΙΦΑΝΕΙΑΣ

Αρχικά, υπολογίστηκε το φάσμα Torsethauzen για πιθανότητα υπέρβασης 10^{-7} καθώς και τα προφίλ ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας $\eta - t$, τα οποία παρατίθενται παρακάτω. Συγκεκριμένα υπολογίστηκαν τα κυματικά δεδομένα για τους μονοκατευθυντικούς και κατευθυντικούς κυματισμούς που παρουσιάζουν το μεγαλύτερο ύψος κύματος σύμφωνα με το πείραμα Sleipner A, οι οποίοι μετρήθηκαν από τον πιεζομετρητή No 15 και No 13 αντίστοιχα.

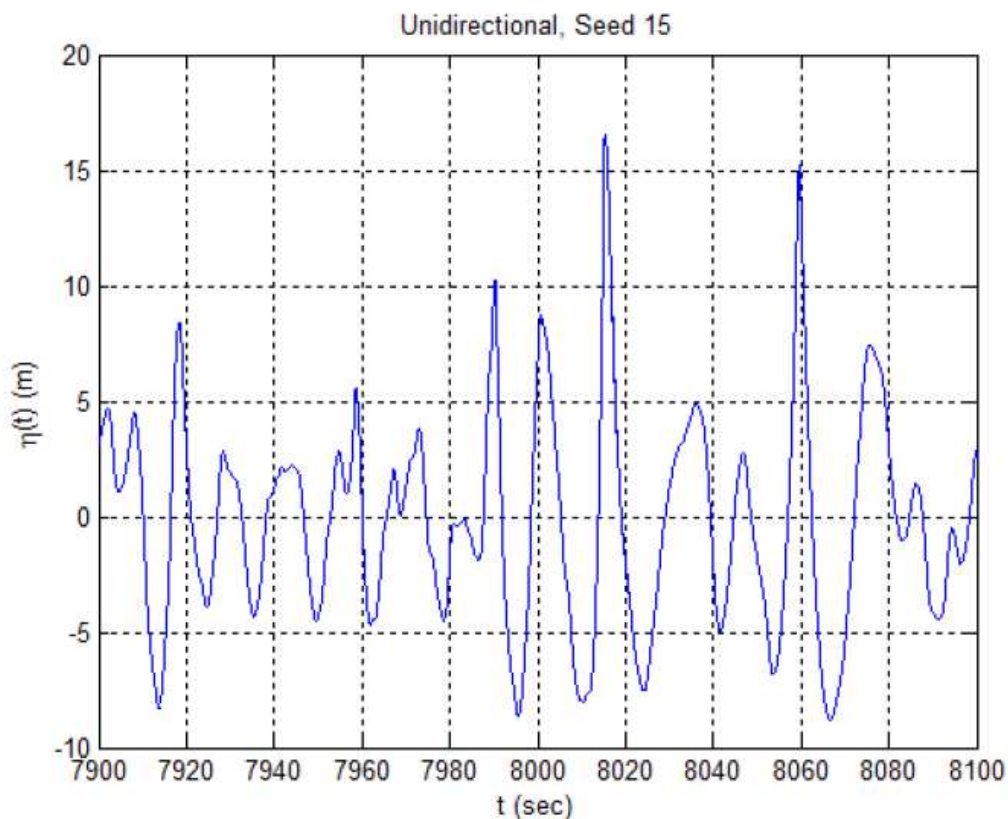
α)



β)

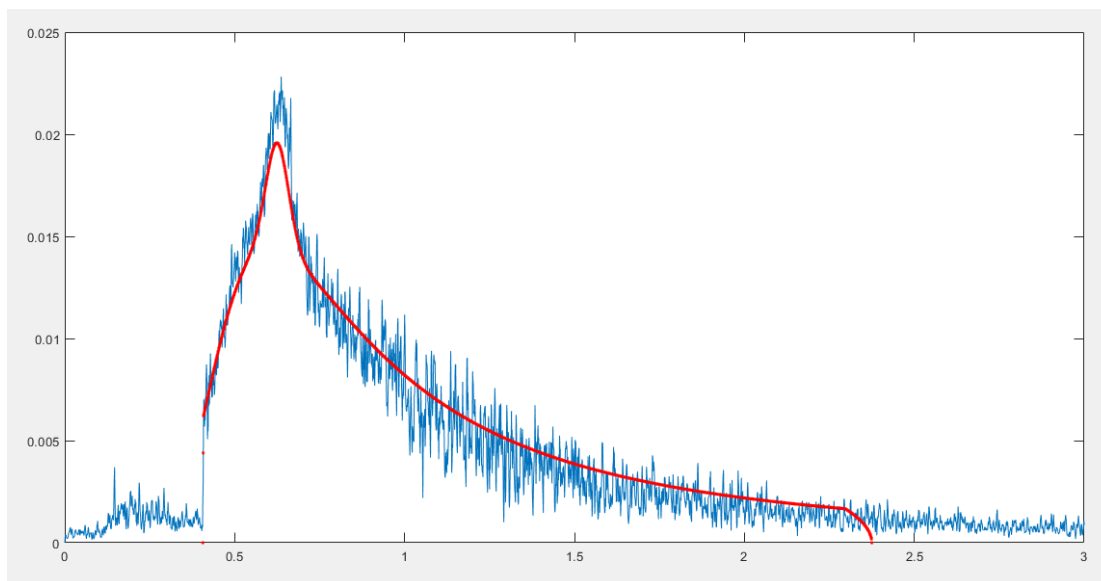


Εικόνα 4.14: α) Φάσμα *Torsethaugen* και β) Προφίλ ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας για μονοκατευθυντικούς κυματισμούς, *seed 15*

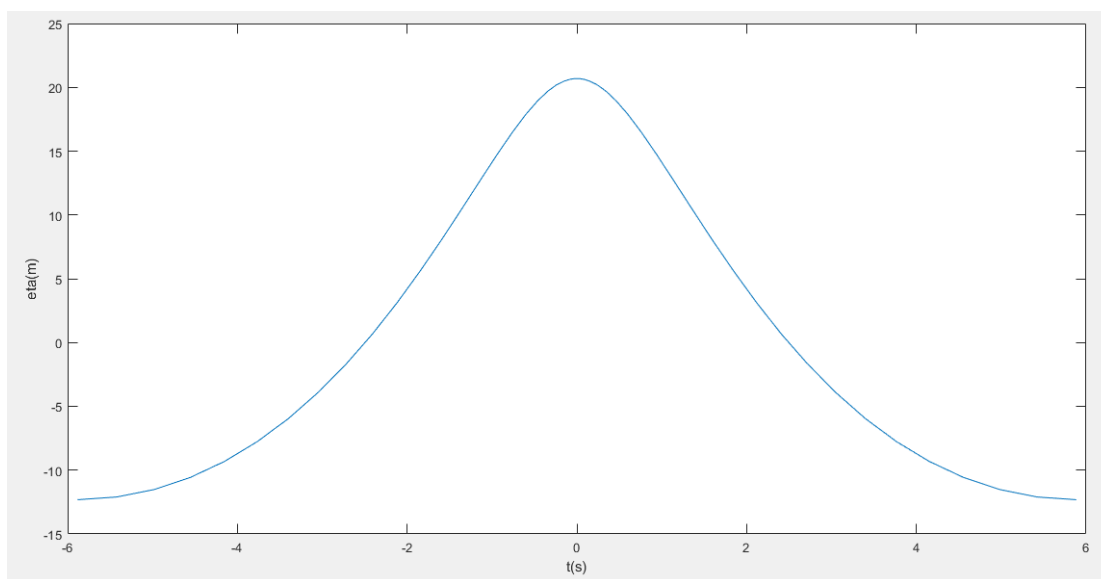


Εικόνα 4.15: Προφίλ ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας για μονοκατευθυντικούς κυματισμούς, seed 15 (*Wave-Structure Interactions at the Sleipner A GBS, 2012*)

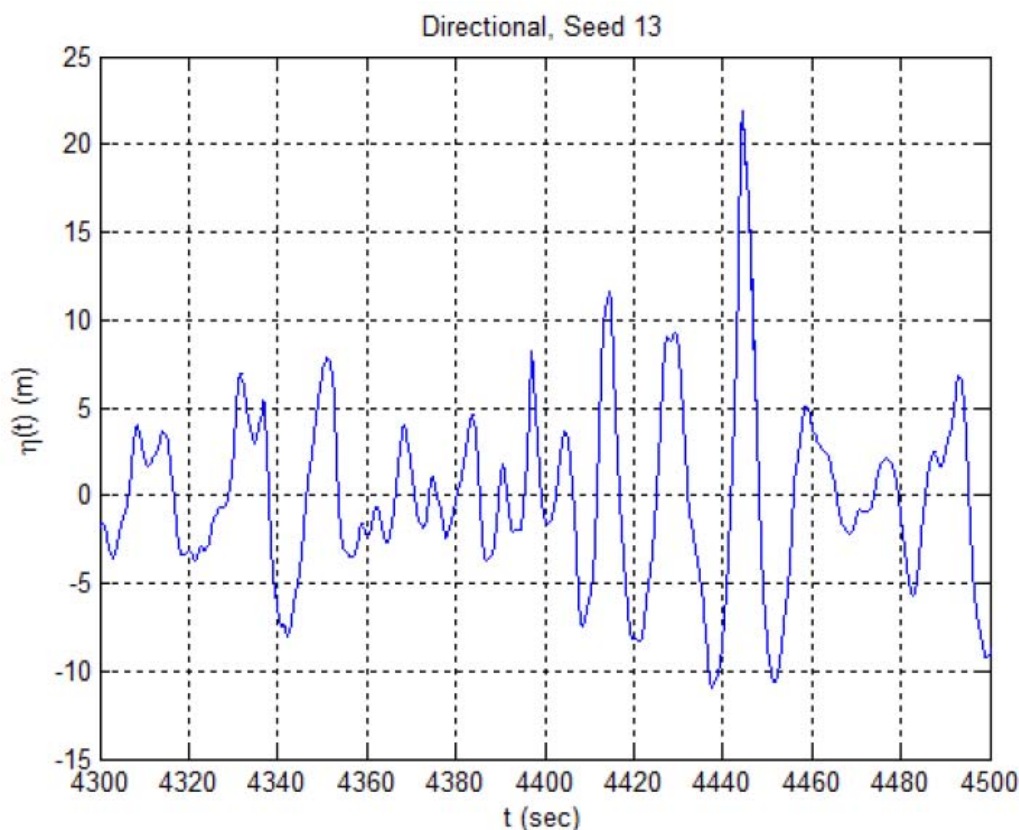
α)



β)



Εικόνα 4.16: α) Φάσμα Torsethaugen και β) Προφίλ ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας για κατευθυντικούς κυματισμούς, seed 13

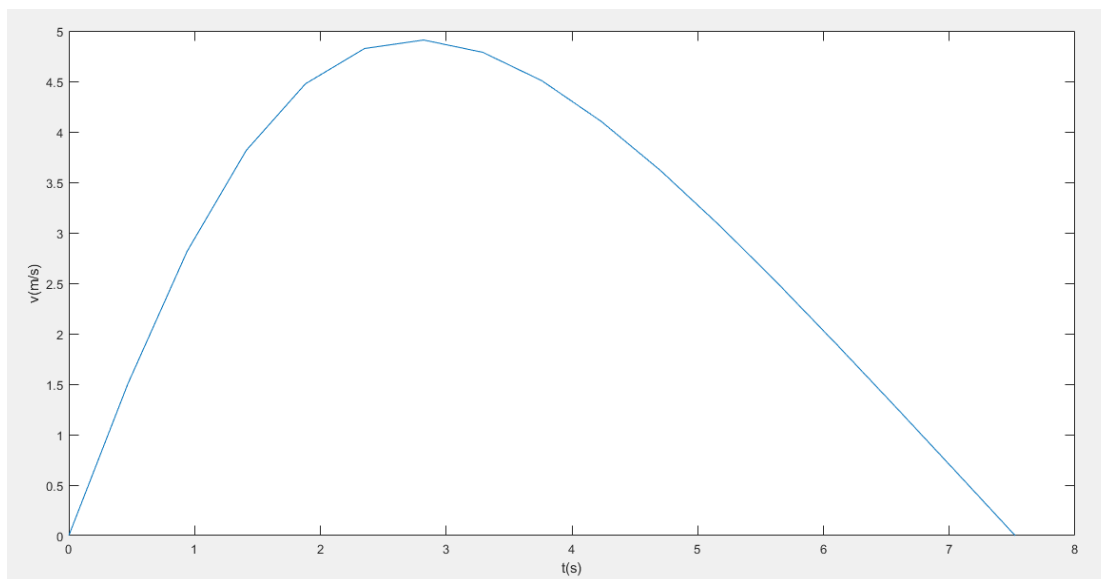


Εικόνα 4.17: Προφίλ ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας για κατευθυντικούς κυματισμούς, seed 13 (Wave-Structure Interactions at the Sleipner A GBS, 2012)

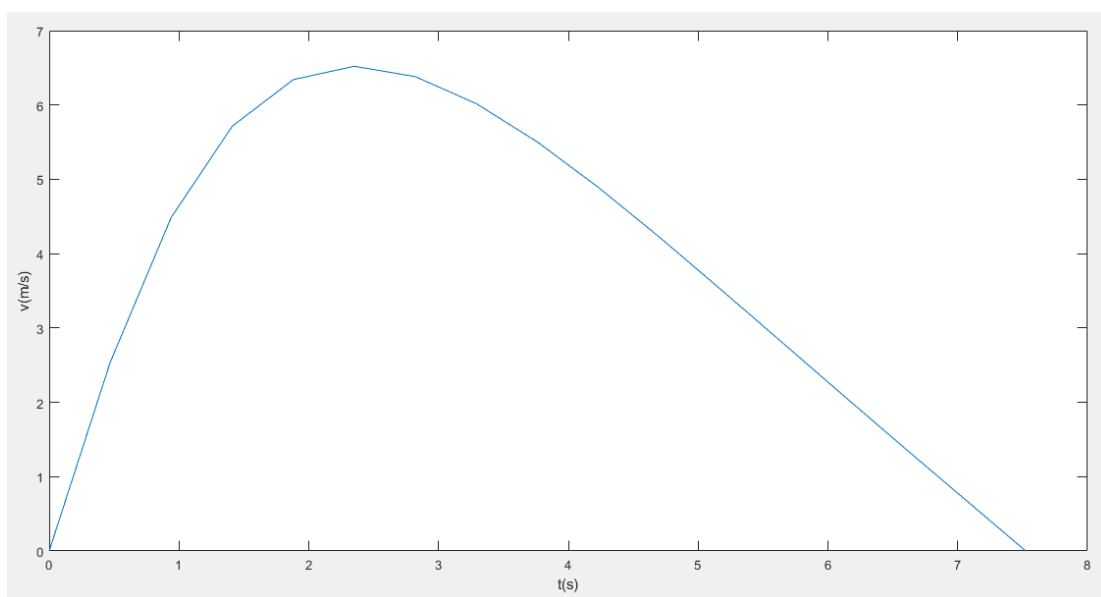
Από τα διαγράμματα προκύπτει το γεγονός ότι για τους μονοκατευθυντικούς κυματισμούς το μέγιστο ύψος κύματος που παρουσιάζεται είναι ίσο με $14.59m$, ενώ για τους κατευθυντικούς κυματισμούς ίσο με $20.68m$. Σε σύγκριση από την άλλη πλευρά με τα αποτελέσματα του πειράματος Sleipner A, όπως φαίνεται και από τα αντίστοιχα διαγράμματα που παρατίθενται παραπάνω τα αποτελέσματα της ανάλυσης είναι παραπλήσια και συγκλίνουν.

ΔΙΑΓΡΑΜΜΑΤΑ ΚΑΤΑΚΟΡΥΦΩΝ ΤΑΧΥΤΗΤΩΝ

Στη συνέχεια, πραγματοποιήθηκε ο υπολογισμός των κατακόρυφων ταχυτήτων. Ενώ για τους κατευθυντικούς κυματισμούς ο υπολογισμός κρίνεται ακριβής, για τους μονοκατευθυντικούς κρίθηκε αναγκαίο προκειμένου να αυξηθεί το ποσοστό ακρίβειας, να ενσωματωθεί ο μειωτικός συντελεστής Φ , ο οποίος λήφθηκε ίσος με 0.953 και συνέβαλε στη γραμμική μείωση των ταχυτήτων.



Εικόνα 4.18: Διάγραμμα κατακόρυφων ταχυτήτων συναρτήσει του χρόνου για τους μονοκατευθυντικούς κυματισμούς ύστερα από τη χρήση του μειωτικού συντελεστή Φ



Εικόνα 4.19: Διάγραμμα κατακόρυφων ταχυτήτων συναρτήσει του χρόνου για τους κατευθυντικούς κυματισμούς

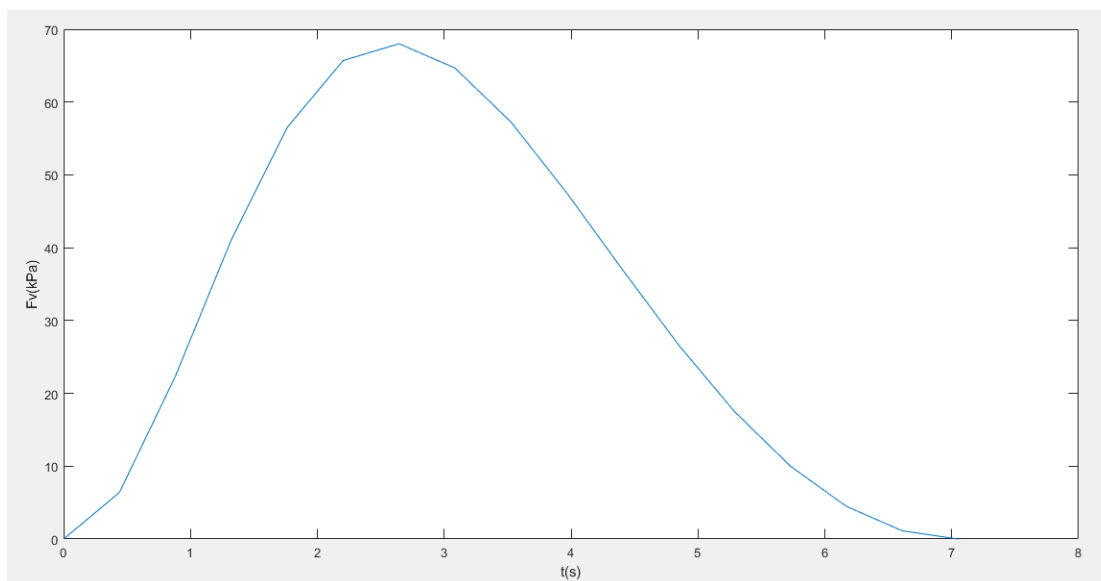
Από τα παραπάνω διαγράμματα προκύπτει ότι η μέγιστη κατακόρυφη ταχύτητα που παρατηρείται για τους μονοκατευθυντικούς κυματισμούς είναι $v_{\max}=4.91\text{m/s}$, ενώ για τους κατευθυντικούς κυματισμούς η μέγιστη ταχύτητα που παρατηρείται είναι ίση με $v_{\max}=6.52\text{m/s}$.

ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΚΑΤΑΚΟΡΥΦΩΝ ΦΟΡΤΙΩΝ

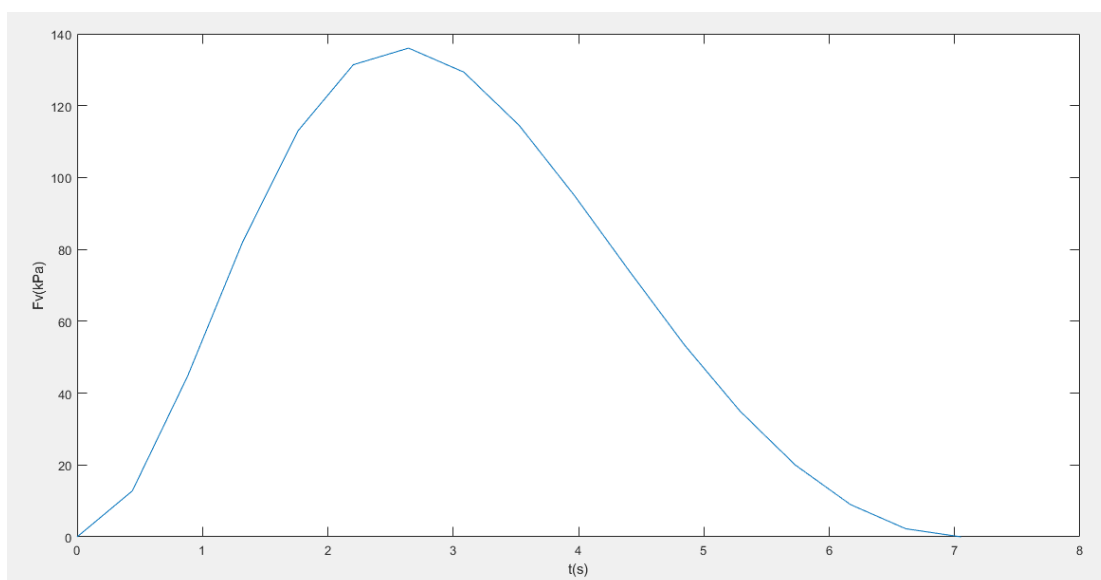
Έπειτα από τον υπολογισμό του προφίλ ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας και των κατακόρυφων ταχυτήτων, πραγματοποιήθηκε ο υπολογισμός των κατακόρυφων φορτίων με χρήση των ως άνω αποτελεσμάτων καθώς και το κανονιστικό πλαίσιο του DNV που παρουσιάστηκε προηγουμένως. Οι υπολογισμοί έγιναν τόσο για παράμετρο $C_V = 5$ όσο και για τιμή της ίδιας παραμέτρου ίσης με 10. Ακολούθως παρουσιάζονται τα δεδομένα που εισήχθησαν στα προγράμματα Excel και MATLAB έτσι ώστε να καταλήξουμε στα αντίστοιχα διαγράμματα.

	ρ (kg/m ³)	C_v	v_z	F_v (kPa)	t		ρ (kg/m ³)	C_v	v_z	F_v (kPa)	t
uni Fourier seed 15, $C_v=5$	1025	5	0	0	0	uni Fourier seed 15, $C_v=10$	1025	10	0	0	0
	1025	5	1.579704	6.394628	0.440513		1025	10	1.579704	12.78926	0.440513
	1025	5	2.954473	22.36784	0.881391		1025	10	2.954473	44.73568	0.881391
	1025	5	4.004763	41.0977	1.321904		1025	10	4.004763	82.1954	1.321904
	1025	5	4.696417	56.51936	1.762783		1025	10	4.696417	113.0387	1.762783
	1025	5	5.063592	65.7024	2.203296		1025	10	5.063592	131.4048	2.203296
	1025	5	5.151827	68.01214	2.644174		1025	10	5.151827	136.0243	2.644174
	1025	5	5.023743	64.67236	3.084687		1025	10	5.023743	129.3447	3.084687
	1025	5	4.727727	57.27546	3.525566		1025	10	4.727727	114.5509	3.525566
	1025	5	4.306472	47.52336	3.966079		1025	10	4.306472	95.04673	3.966079
	1025	5	3.796982	36.94375	4.406957		1025	10	3.796982	73.8875	4.406957
	1025	5	3.224873	26.6495	4.84747		1025	10	3.224873	53.29901	4.84747
	1025	5	2.612916	17.49503	5.288349		1025	10	2.612916	34.99006	5.288349
	1025	5	1.975342	9.998809	5.728862		1025	10	1.975342	19.99762	5.728862
	1025	5	1.323536	4.488851	6.16974		1025	10	1.323536	8.977703	6.16974
	1025	5	0.663191	1.127045	6.610253		1025	10	0.663191	2.254089	6.610253
	1025	5	0	0	7.051132		1025	10	0	0	7.051132

Πίνακας 4-3: Δεδομένα εισαγωγής στο πρόγραμμα MATLAB για τους μονοκατευθυντικούς κυματισμούς



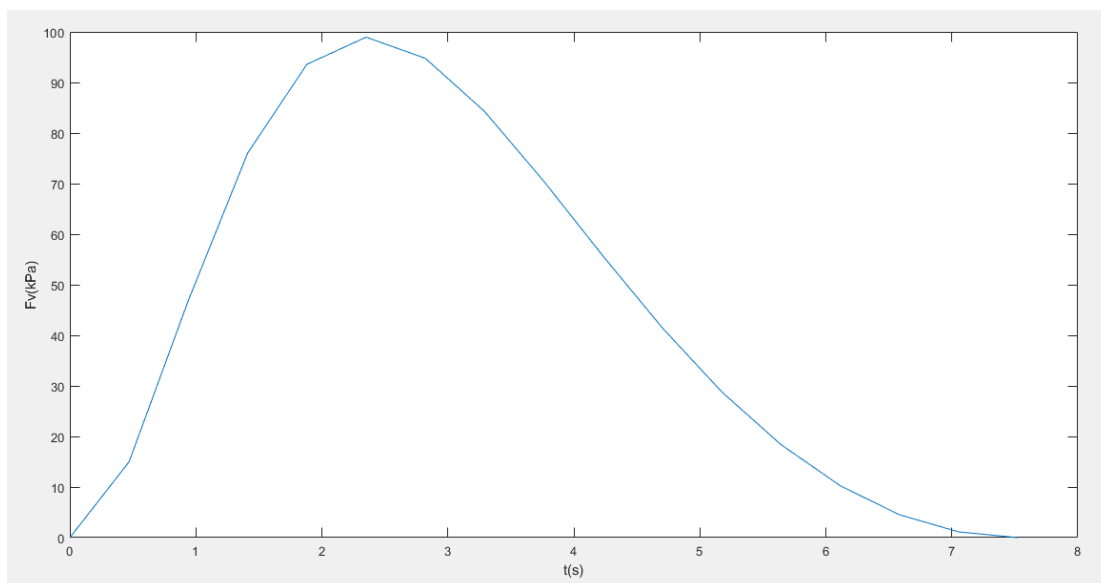
Εικόνα 4.20: Διάγραμμα κατακόρυφων φορτίων για τους μονοκατευθυντικούς κυματισμούς σε συνάρτηση με το χρόνο, $C_v=5$



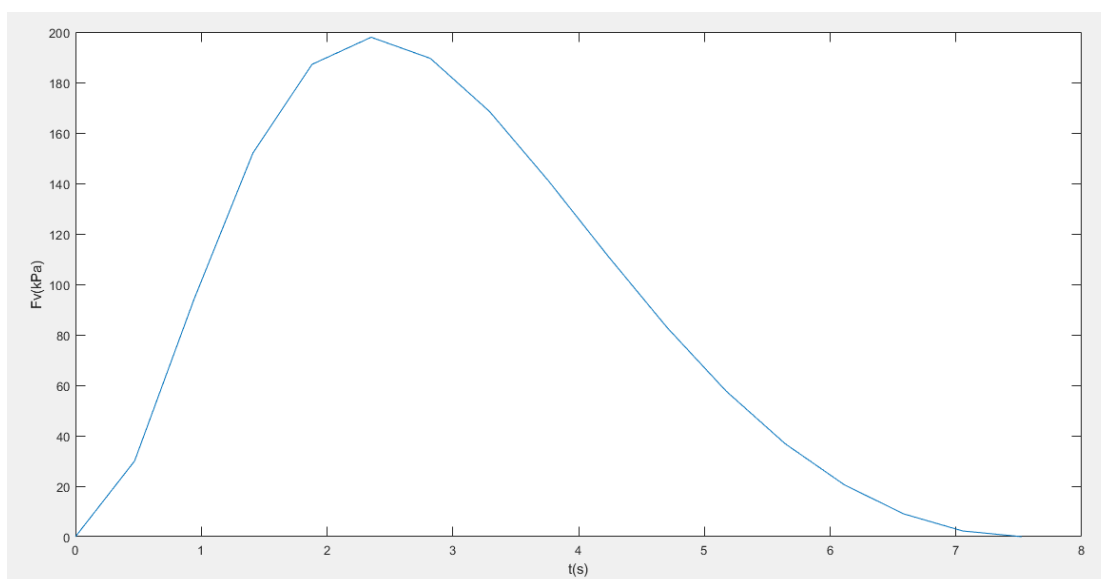
Εικόνα 4.21: Διάγραμμα κατακόρυφων φορτίων για τους μονοκατευθυντικούς κυματισμούς σε συνάρτηση με το χρόνο, $C_v=10$

dir Fourier seed 13, Cv=5	ρ (kg/m ³)	Cv	vz	Fv (kPa)	t	dir Fourier seed 13, Cv=10	ρ (kg/m ³)	Cv	vz	Fv (kPa)	t
	1025	5	0	0	0		1025	10	0	0	0
	1025	5	2.419583	15.00185	0.470173		1025	10	2.419583	30.0037	0.470173
	1025	5	4.27767	46.88981	0.940346		1025	10	4.27767	93.77963	0.940346
	1025	5	5.446774	76.02257	1.410885		1025	10	5.446774	152.0451	1.410885
	1025	5	6.043532	93.59346	1.881059		1025	10	6.043532	187.1869	1.881059
	1025	5	6.214422	98.96128	2.351232		1025	10	6.214422	197.9226	2.351232
	1025	5	6.081507	94.77337	2.821405		1025	10	6.081507	189.5467	2.821405
	1025	5	5.734303	84.2607	3.291578		1025	10	5.734303	168.5214	3.291578
	1025	5	5.243333	70.44965	3.762117		1025	10	5.243333	140.8993	3.762117
	1025	5	4.660138	55.64952	4.23229		1025	10	4.660138	111.299	4.23229
	1025	5	4.022692	41.4665	4.702463		1025	10	4.022692	82.93301	4.702463
	1025	5	3.355408	28.85058	5.172636		1025	10	3.355408	57.70116	5.172636
	1025	5	2.679986	18.40471	5.64281		1025	10	2.679986	36.80942	5.64281
	1025	5	2.001852	10.26899	6.113349		1025	10	2.001852	20.53798	6.113349
	1025	5	1.329143	4.526966	6.583522		1025	10	1.329143	9.053933	6.583522
	1025	5	0.664571	1.131742	7.053695		1025	10	0.664571	2.263483	7.053695
	1025	5	0	0	7.523868		1025	10	0	0	7.523868

Πίνακας 4-4: Δεδομένα εισαγωγής στο πρόγραμμα MATLAB για τους κατεθοντικούς κυματισμούς



Εικόνα 4.22: Διάγραμμα κατακόρυφων φορτίων για τους κατευθυντικούς κυματισμούς σε συνάρτηση με το χρόνο, $C_V=5$



Εικόνα 4.23: Διάγραμμα κατακόρυφων φορτίων για τους κατευθυντικούς κυματισμούς σε συνάρτηση με το χρόνο, $C_V=10$

Όπως παρατηρήθηκε μέσα από την ανάλυση των αποτελεσμάτων, το μέγιστο κατακόρυφο φορτίο που παρατηρείται για τους μονοκατευθυντικούς κυματισμούς είναι $F_V = 68kPa$, ενώ για τους κατευθυντικούς κυματισμούς είναι $F_V = 98.96kPa$ για την περίπτωση του $C_V = 5$, ενώ για την περίπτωση του $C_V = 10$ οι αντίστοιχες τιμές είναι $136kPa$ και $197.92kPa$. Η διαφορά μεταξύ των αποτελεσμάτων για τους μονοκατευθυντικούς κυματισμούς και τους κατευθυντικούς αγγίζει το 50%, όπως ήταν αναμενόμενο.

4.4 ΣΥΓΚΡΙΣΗ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΩΝ ΜΕΤΑΞΥ STOKES 5ης ΤΑΞΗΣ ΚΑΙ FOURIER 18ης ΤΑΞΗΣ

Αφού ολοκληρώθηκε ο υπολογισμός του προφίλ ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας, τα διαγράμματα των κατακόρυφων ταχυτήτων καθώς και τα κατακόρυφα φορτία που δρουν στην κατασκευή, μπορεί να γίνει τελικά η σύγκριση μεταξύ των ευρημάτων της ανάλυσης για τις δύο μεθόδους που χρησιμοποιήθηκαν, η οποία παρουσιάζει έντονο ενδιαφέρον.

Αρχικά, σχετικά με τα προφίλ ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας που υπολογίστηκαν παρατηρείται πως τόσο στους μονοκατευθυντικούς όσο και στους κατευθυντικούς κυματισμούς εμφανίζονται παραπλήσιες τιμές της μέγιστης ανύψωσης, όπως φαίνεται και στον παρακάτω πίνακα:

Μέγιστη Ανύψωση στους Μονοκατευθυντικούς			Μέγιστη Ανύψωση στους Κατευθυντικούς		
Μέθοδος	Stokes	Fourier	Μέθοδος	Stokes	Fourier
[m]	14.57	14.59	[m]	20.52	20.68

Πίνακας 4-5: Παράθεση αποτελεσμάτων ανύψωσης συγκριτικά μεταξύ των δύο μεθόδων

Επίσης, αναφορικά στις κατακόρυφες ταχύτητες που υπολογίστηκαν και συγκεκριμένα στις μέγιστες ταχύτητες, παρατηρείται ότι τα αποτελέσματα συγκλίνουν μεταξύ των δύο μεθόδων Stokes και Fourier, ως ακολούθως:

Μέγιστη Ταχύτητα στους Μονοκατευθυντικούς			Μέγιστη Ταχύτητα στους Κατευθυντικούς		
Μέθοδος	Stokes	Fourier	Μέθοδος	Stokes	Fourier
[m/s]	4.99	4.91	[m/s]	6.75	6.52

Πίνακας 4-6: Παράθεση αποτελεσμάτων ταχύτητας συγκριτικά μεταξύ των δύο μεθόδων

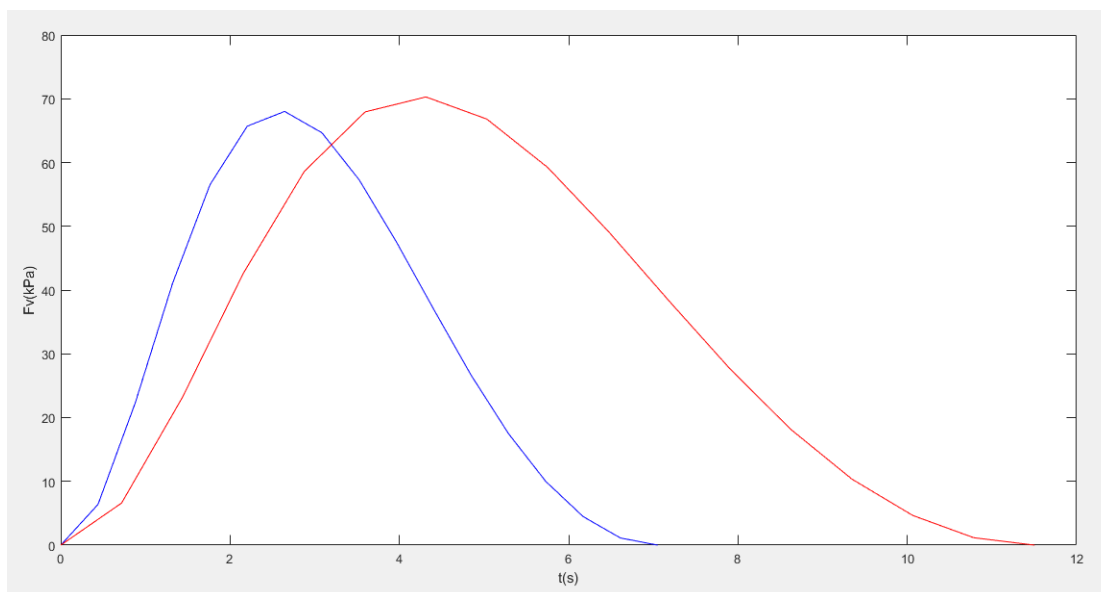
Εν συνεχεία, σε ό,τι αφορά τα κατακόρυφα φορτία που δρουν στην πλατφόρμα Sleipner A εξαιτίας των μονοκατευθυντικών και κατευθυντικών κυματισμών, παρακάτω παρατίθεται ο συγκριτικός πίνακας, στον οποίο έχουν συμπεριληφθεί και οι αντίστοιχες τιμές για την παράμετρο C_v .

Μέγιστα Φορτία στους Μονοκατευθυντικούς			Μέγιστα Φορτία στους Κατευθυντικούς		
	Stokes	Fourier		Stokes	Fourier
$C_v=5$	70.3	68	$C_v=5$	105.9	98.96
$C_v=10$	140.57	136	$C_v=10$	211.8	197.92

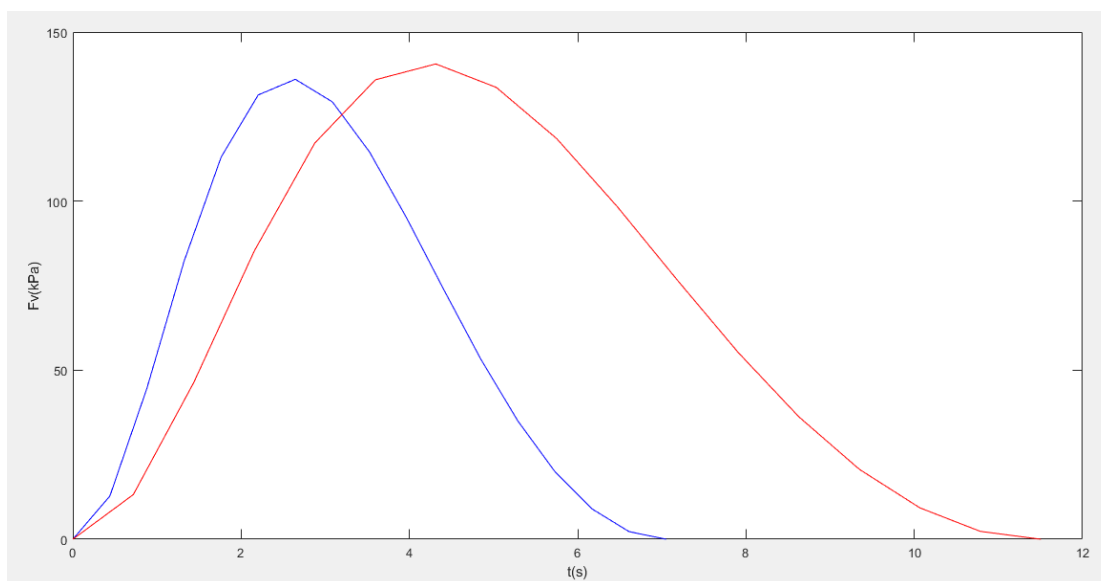
Πίνακας 4-7: Παράθεση αποτελεσμάτων φορτίων συγκριτικά μεταξύ των δύο μεθόδων

Όπως υποδεικνύεται και στον παραπάνω πίνακα, σε σύγκριση μεταξύ των δύο μεθόδων για τις ίδιες τιμές της παραμέτρου C_V , φαίνεται πως με τη μέθοδο Fourier εμφανίζονται ελαφρώς μικρότερα κατακόρυφα φορτία σε σχέση με αυτά που υπολογίζονται μέσω της μεθόδου Stokes και συγκεκριμένα η απόκλιση είναι της τάξης του 3% για τους μονοκατευθυντικούς κυματισμούς. Από την άλλη πλευρά, για τους κατευθυντικούς κυματισμούς η διαφορά αυτή είναι της τάξης του 6,5%.

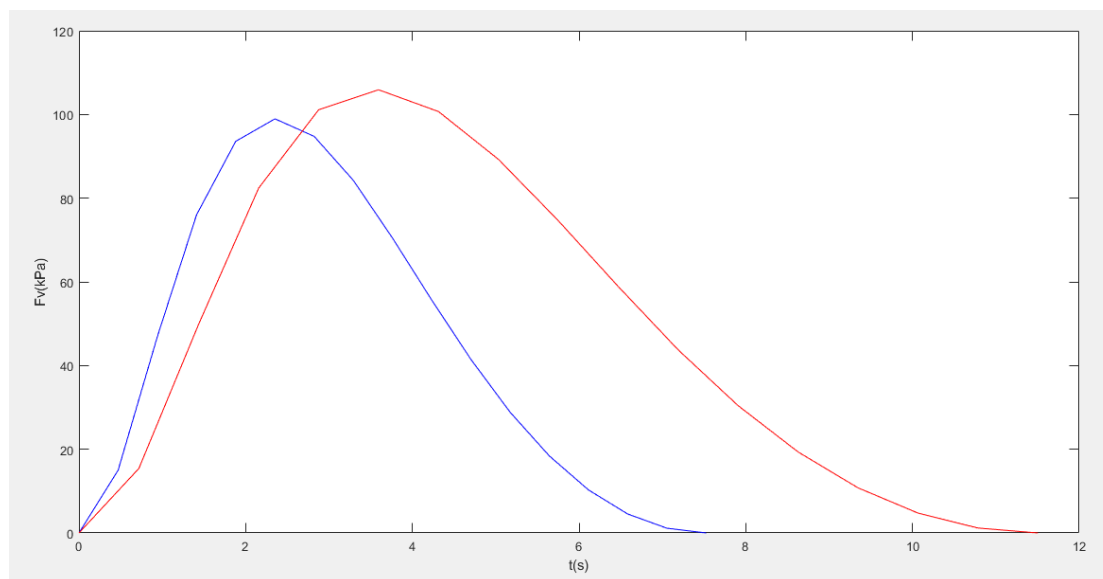
Τέλος, παρακάτω παρουσιάζονται τα αντίστοιχα συγκριτικά διαγράμματα των κατακόρυφων φορτίων σε συνάρτηση με το χρόνο τόσο για τους μονοκατευθυντικούς όσο και για τους κατευθυντικούς κυματισμούς. Η σύγκριση γίνεται μεταξύ των αποτελεσμάτων για τις περιπτώσεις Stokes και Fourier για τις διαφορετικές τιμές του συντελεστή C_V .



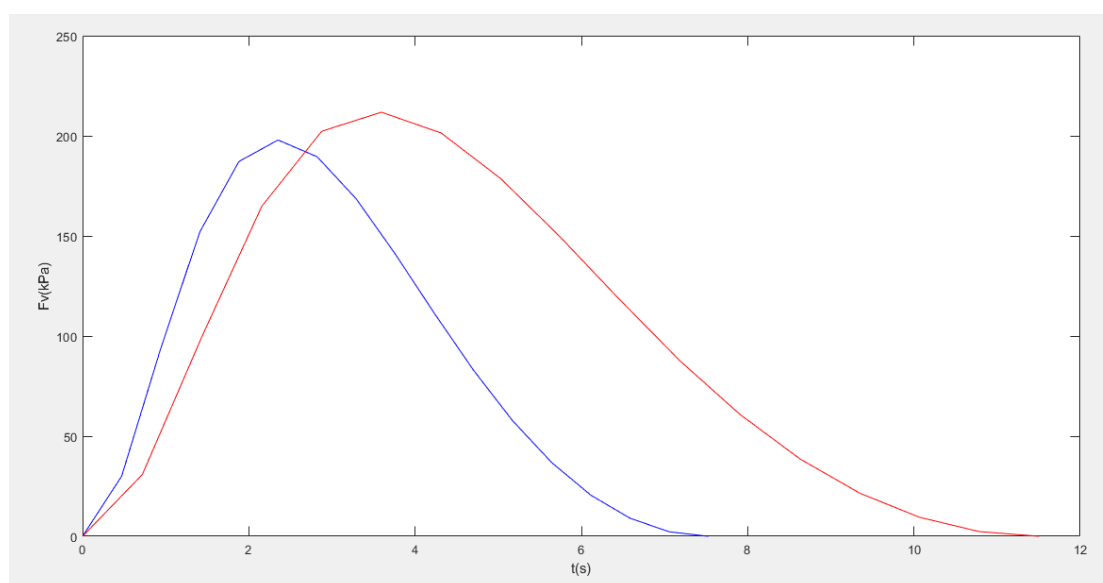
Εικόνα 4.24: Συγκριτικό διάγραμμα κατακόρυφων φορτίων μεταξύ Stokes (κόκκινο) και Fourier (μπλε) για τους μονοκατευθυντικούς κυματισμούς, $C_v=5$



Εικόνα 4.25: Συγκριτικό διάγραμμα κατακόρυφων φορτίων μεταξύ Stokes (κόκκινο) και Fourier (μπλε) για τους μονοκατευθυντικούς κυματισμούς, $C_v=10$



Εικόνα 4.26: Συγκριτικό διάγραμμα κατακόρυφων φορτίων μεταξύ Stokes (κόκκινο) και Fourier (μπλε) για τους κατευθυντικούς κυματισμούς, $C_v=5$



Εικόνα 4.27: Συγκριτικό διάγραμμα κατακόρυφων φορτίων μεταξύ Stokes (κόκκινο) και Fourier (μπλε) για τους κατευθυντικούς κυματισμούς, $C_v=10$

5. ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΚΑΤΑΚΟΡΥΦΩΝ ΦΟΡΤΙΩΝ ΛΟΓΩ ΑΝΑΡΡΙΧΗΣΗΣ (RUN-UP)

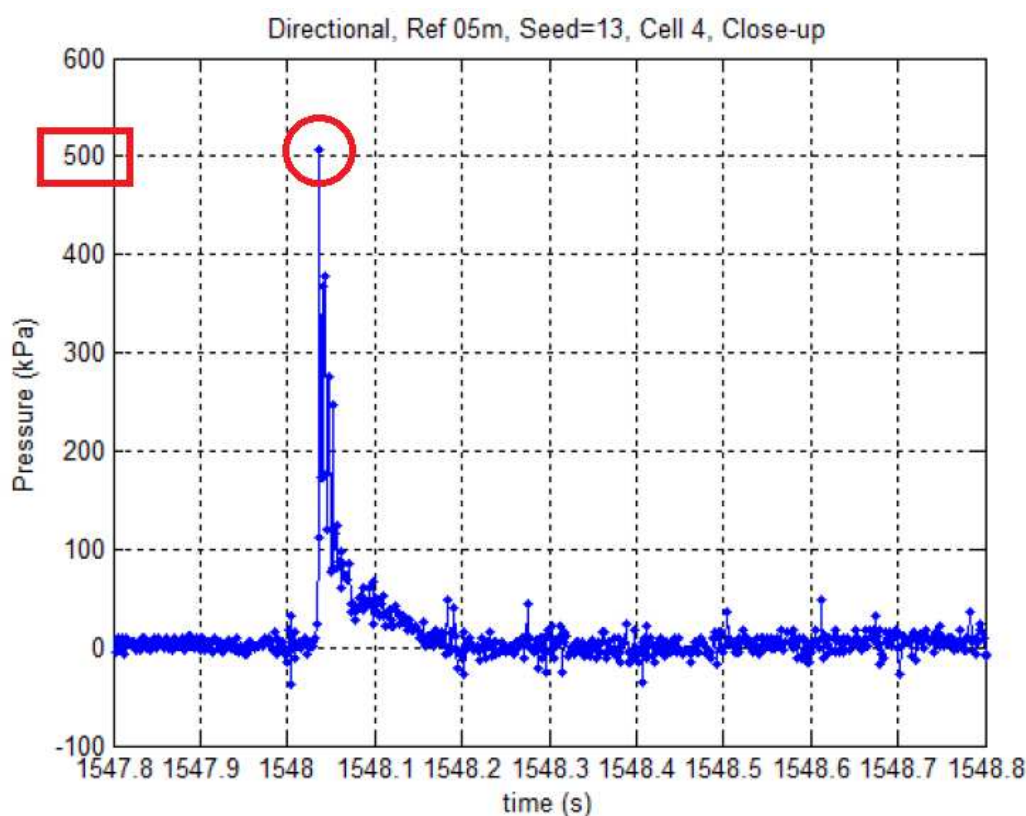
Εκτός από τα κατακόρυφα φορτία που ενδεχομένως να ασκηθούν στο κατάστρωμα της πλατφόρμας Sleipner A, κρίθηκε αναγκαίο να γίνει και μία πρώτη προσέγγιση του φορτίου που θα ασκηθεί προκαλούμενο από το φαινόμενο της αναρρίχησης του νερού στα υποστυλώματα από σκυρόδεμα της κατασκευής και να πραγματοποιηθεί σύγκριση αυτού του φορτίου με το αντίστοιχο που αντλήθηκε από τα αποτελέσματα του πειράματος.

Κατά το φαινόμενο της αναρρίχησης, ο κυματισμός που προσπίπτει σε ένα εμπόδιο ή ακόμα και στον πυθμένα της θάλασσας υπό κλίση, αναρριχάται μεταφέροντας παράλληλα ενέργεια καθώς και ορισμένο όγκο νερού, τα οποία μπορούν να ασκήσουν ικανά φορτία στις κατασκευές. Πιο συγκεκριμένα, το φαινόμενο αυτό οφείλεται στις κατακόρυφες συνιστώσες της ταχύτητας, οι οποίες οδηγούν έναν πίδακα νερού σε κατεύθυνση αντίθετη της βαρύτητας, κάθετα στο κατάστρωμα της πλατφόρμας. Αυτή η τάση του νερού και οι πιθανές μέγιστες ταχύτητες που ενδέχεται να παρουσιάσει στην ανώτατη στάθμη πρόσπτωσης σε μία κατασκευή αποτελεί και τη βάση υπολογισμού του τελικού υψομέτρου των υπεράκτιων πλατφορμών. Παρακάτω παρατίθεται ένα χαρακτηριστικό παράδειγμα αναρρίχησης νερού σε ένα προσομοίωμα υποστυλώματος, όπως αυτό απαθανατίστηκε κατά τη διάρκεια του πειράματος Sleipner A.



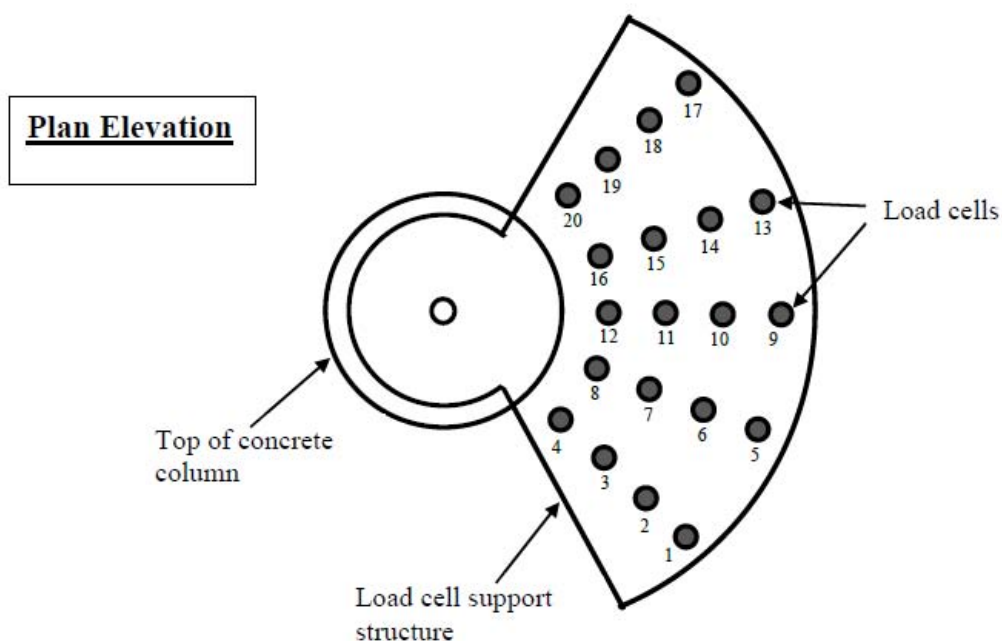
Εικόνα 5.1: Αναρρίχηση κυματισμού σε υποστυλώμα σκυροδέματος - πειραματική προσομοίωση (Wave-Structure Interactions at the Sleipner A GBS, 2012)

Το υψόμετρο αναφοράς που επιλέχθηκε να συγκριθεί μεταξύ του πειράματος και των αποτελεσμάτων της παρούσας ανάλυσης αφορά τη στάθμη των +5m, καθώς σε αυτό το επίπεδο κρίθηκε ότι θα υπάρξει η καλύτερη προσέγγιση του φαινομένου, όπως θα παρουσιαστεί λεπτομερέστερα στη συνέχεια. Έτσι, στο συγκεκριμένο υψόμετρο λήφθηκε η μέγιστη τιμή του φορτίου του πειράματος ως 500kPa. Παρακάτω παρουσιάζεται το αντίστοιχο διάγραμμα από το οποίο αντλήθηκε η συγκεκριμένη πληροφορία.

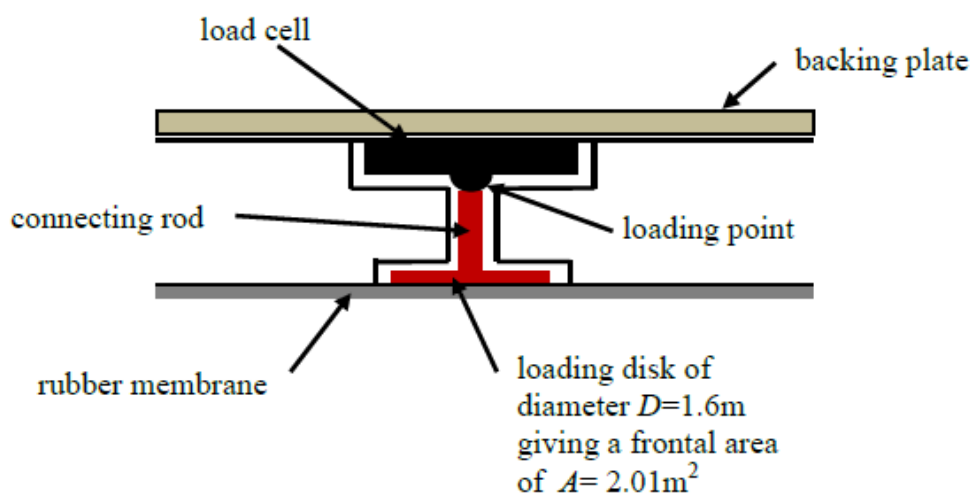


Εικόνα 5.2: Μέγιστο φορτίο λόγω αναρρίχησης από το πείραμα Sleipner A για κατευθυντικούς κυματισμούς ($n=10$) στη στάθμη $z=+5m$ (Wave-Structure Interactions at the Sleipner A GBS, 2012)

Η τιμή των 500kPa υπολογίστηκε σε έναν μετρητή (μεμβράνη) συγκεκριμένων διαστάσεων ($D = 1.6m$, $A = 2.01m^2$), που συνδέθηκε σε μία κατασκευή στήριξης και η γεωμετρία του οποίου καθώς και της κατασκευής στήριξής του παρατίθενται στις ακόλουθες εικόνες.

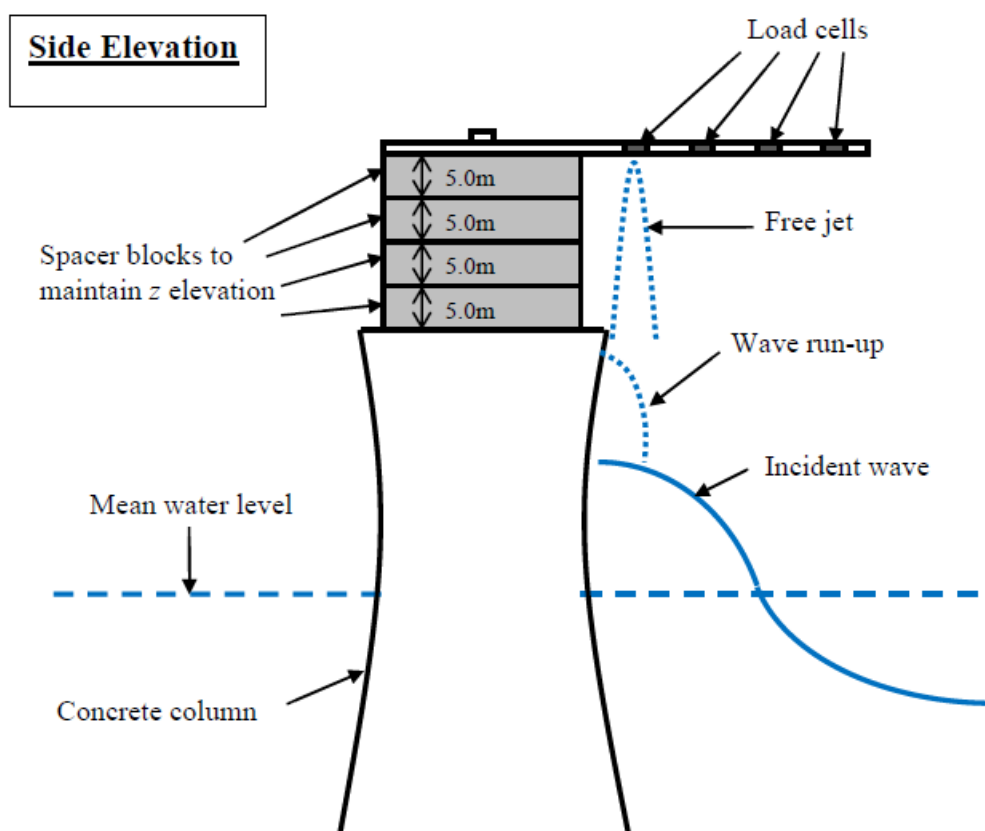


Εικόνα 5.3: Βάση στήριξης μεμβρανών (Wave-Structure Interactions at the Sleipner A GBS, 2012)



Εικόνα 5.4: Γεωμετρικά χαρακτηριστικά μεμβράνης (Wave-Structure Interactions at the Sleipner A GBS, 2012)

Από τα κατακόρυφα φορτία που έχουν υπολογιστεί στο προηγούμενο κεφάλαιο της παρούσας εργασίας, το μέγιστο παρουσιάστηκε στην ανάλυση μέσω της μεθόδου Stokes 5^{ης} τάξης για κατευθυντικούς κυματισμούς ($n = 10$) και βρέθηκε ίσο με $211.8kPa$. Αυτή η τιμή μπορεί να θεωρηθεί μία κοντινή προσέγγιση του φορτίου λόγω αναρρίχησης στα υποστυλώματα της κατασκευής, καθώς η πιθανότερη στάθμη εμφάνισής του θα είναι η χαμηλότερη στάθμη στην οποία πραγματοποιήθηκαν οι αντίστοιχες μετρήσεις του πειράματος Sleipner A. Θεωρείται δηλαδή πως καθώς το κύμα προσπίπτει στο υποστύλωμα, δημιουργεί το συγκεκριμένο φορτίο αναρρίχησης, όπως φαίνεται και στο ακόλουθο σχήμα.



Εικόνα 5.5: Αναρρίχηση του νερού στο υποστύλωμα σκυροδέματος (Wave-Structure Interactions at the Sleipner A GBS, 2012)

Συγκρίνοντας λοιπόν τις τιμές των φορτίων αναρρίχησης μεταξύ των πειραματικών δεδομένων και των υπολογισμών με βάση τον DNV προκύπτει πως υπάρχει μία διαφορά της τάξης του 57.64%. Αυτό υποδεικνύει ότι τα πειραματικά αποτελέσματα εξάγουν μεγαλύτερες τιμές φορτίων αναρρίχησης, πράγμα που μας οδηγεί στο συμπέρασμα πως οι υπολογισμοί μας δεν είναι συντηρητικοί αλλά αντιθέτως θα καταλήξουν στο τέλος σε υποδιαστασιολόγηση της πλατφόρμας για τη συγκεκριμένη φόρτιση.

Ο λόγος για τον οποίο έγινε προσέγγιση του φορτίου αναρρίχησης είναι το γεγονός πως οι διατάξεις του DNV δεν περιλαμβάνουν σαφείς υποδείξεις υπολογισμού τέτοιου τύπου φορτίσεων σε υπεράκτιες κατασκευές. Συγκεκριμένα, ύστερα από λεπτομερή μελέτη του κανονιστικού πλαισίου συμπεραίνουμε πως η μόνη διάταξη που αναφέρεται σε τέτοιου τύπου φορτίσεις είναι η παράγραφος 8.3.6 *Momentum method for vertical wave in-deck force* του κεφαλαίου 8 *Air gap and Wave Slamming*, η οποία όμως αναφέρεται σε μία μέθοδο υπολογισμού ενός φορτίου πρόσκρουσης που προκαλείται από την άνοδο της στάθμης του νερού στο κάτω μέρος της πλατφόρμας και όχι σε φορτίο λόγω αναρρίχησης.

Πιο συγκεκριμένα, προτείνεται από τον κανονισμό να χρησιμοποιηθεί η εξίσωση 5.1 που παρατίθεται παρακάτω για τον υπολογισμό του φορτίου πρόσκρουσης σε ένα οριζόντιο κατάστρωμα.

$$F_v(t) = \frac{d}{dt}(M_{a,x}w) + \frac{1}{2}\rho BLC_D w|w| \quad (\text{Εξίσωση 5.1})$$

, όπου,

$$M_{a,x}(t) = \rho \frac{\pi}{8} BL^2 [1 + (L/B)^2]^{-\frac{1}{2}}$$

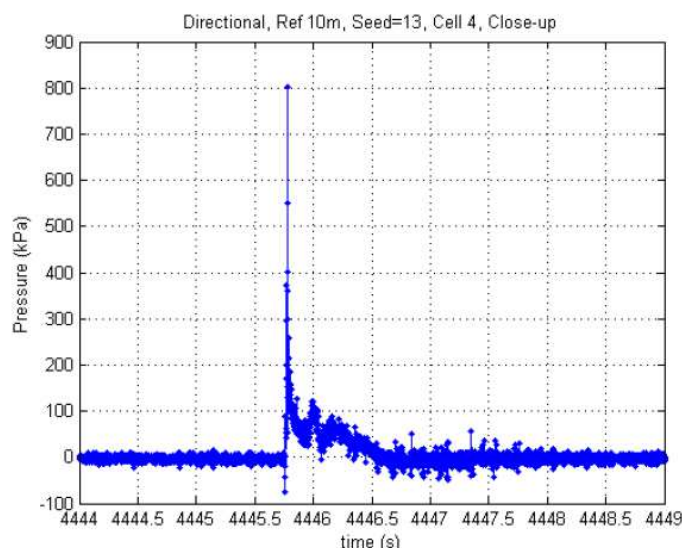
$W = w(t)$, η κατακόρυφη ταχύτητα κάτω από το κατάστρωμα

$L = L(t)$, το βρεχόμενο μήκος

Παρόλο που θα μπορούσε να χρησιμοποιηθεί και η συγκεκριμένη μέθοδος για την εύρεση μίας προσεγγιστικής λύσης σχετικά με το μέγιστο φορτίο και κατ' επέκταση τον σχεδιασμό της κατασκευής για φορτίο λόγω αναρρίχησης, κάτι τέτοιο δεν καθίσταται εφικτό διότι απαιτεί τον υπολογισμό ενός αριθμού παραμέτρων, οι

οποίες θα πρέπει να μετρηθούν μέσω πειραμάτων. Στην προκειμένη περίπτωση η ύπαρξη τέτοιων δεδομένων δεν υφίσταται, όπως θα συνέβαινε και κατά τον υπολογισμό των φορτίων σε μία προκαταρκτική μελέτη κατά την οποία δεν είναι πάντα εφικτό να πραγματοποιηθεί αυτή η πληθώρα μετρήσεων. Αυτό αναδεικνύει λοιπόν ένα μείζον πρόβλημα του κανονιστικού πλαισίου καθώς μία φόρτιση που προκύπτει από το φαινόμενο της αναρρίχησης ενδεχομένως να ασκήσει φορτίο κατά πολύ μεγαλύτερο από τα κατακόρυφα φορτία που υπολογίστηκαν μέσω των μεθόδων Stokes και Fourier. Έτσι, η κατασκευή θα βρεθεί ευάλωτη και υποδιαστασιολογημένη με τον κίνδυνο πιθανών αστοχιών να εγκυμονεί.

Επιπροσθέτως, θα πρέπει να αναφερθεί πως το φορτίο αναρρίχησης στη στάθμη $+5m$ δεν αποτελεί το μέγιστο φορτίο εξαιτίας της αναρρίχησης του κυματισμού στα υποστυλώματα, πράγμα που υποδεικνύει ότι δεν καλύπτεται όλο το φάσμα των φορτίσεων με τη συγκεκριμένη διαδικασία. Για παράδειγμα, στο υψόμετρο $+10m$ το μέγιστο φορτίο αναρρίχησης που εμφανίζεται ισούται με $800kPa$, για την περίπτωση των κατευθυντικών κυματισμών με $n = 10$, όμως σε αυτές τις στάθμες δεν είναι εφικτό να καταλήξουμε σε ασφαλή συμπεράσματα με τη χρήση μόνο του κανονιστικού πλαισίου για τους λόγους που αναφέρθηκαν προηγουμένως.



Εικόνα 5.6: Μέγιστο φορτίο αναρρίχησης στη στάθμη $z=+10m$ (Wave-Structure Interactions at the Sleipner A GBS, 2012)

6. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΠΡΟΤΑΣΕΙΣ ΓΙΑ ΠΕΡΑΙΤΕΡΩ ΕΡΕΥΝΑ

Από την παρούσα εργασία προέκυψαν διάφορα συμπεράσματα σχετικά με τον υπολογισμό των δρώντων φορτίσεων και κατ' επέκταση τον σχεδιασμό των υπεράκτιων κατασκευών. Συγκεκριμένα:

- 1) Για τον υπολογισμό των φορτίων σε μία υπεράκτια κατασκευή, όπως μία πλατφόρμα εξόρυξης πετρελαίου, απαιτούνται μετρήσεις έτσι ώστε να υπάρχουν ως αρχικά δεδομένα για την χρήση των εκάστοτε κυματικών θεωριών το μέγιστο ύψος κύματος και είτε το μήκος κύματος είτε η περίοδος.
- 2) Ο κανονισμός DNV μας οδηγεί σε ακριβή συμπεράσματα σχετικά με τα κατακόρυφα φορτία, σε σύγκριση με τα πειραματικά αποτελέσματα.
- 3) Το κανονιστικό πλαίσιο του DNV δεν κρίνεται απολύτως επαρκές για μία ακριβή ανάλυση όλων των πιθανών δράσεων στις κατασκευές, όπως απεδείχθη και στην περίπτωση αναρρίχησης. Κρίνεται λοιπόν αναγκαίο να πραγματοποιηθεί αναθεώρηση των διατάξεων και προσθήκη νέων που θα προτείνουν έστω προσεγγιστικές μεθόδους υπολογισμού τέτοιου τύπου φορτίσεων, έτσι ώστε οι αναλύσεις να καταστούν περισσότερο ακριβείς και να απαιτούν λιγότερα πειραματικά δεδομένα.

Σχετικά με ενδεχόμενες προτάσεις για περαιτέρω έρευνα στη συνέχεια περιλαμβάνονται οι εξής:

- 1) Μία πιθανή πρόταση αποτελεί η εφαρμογή και ο αναλυτικός υπολογισμός των κατακόρυφων φορτίων στην πλατφόρμα Sleipner A με χρήση του αμερικάνικου κανονισμού API, ούτως ώστε στη συνέχεια να υλοποιηθεί συγκριτική περιγραφή τόσο με το αντίστοιχο νορβηγικό κανονιστικό πλαίσιο DNV όσο και με τα πειραματικά αποτελέσματα.
- 2) Επίσης, ενδιαφέρον εμφανίζει και η εφαρμογή λοιπών διατάξεων του DNV, όπως η «8.4 Wave-in-deck loads on floating structures», που αναφέρεται σε υπολογισμό φορτίων σε πλωτές κατασκευές, με χρήση αντίστοιχων πειραματικών δεδομένων σε περίπτωση που υφίστανται και η σύγκριση των αποτελεσμάτων με αυτά που προκύπτουν μέσω των πειραμάτων. Εν συνέχεια, θα μπορούσε να πραγματοποιηθεί μία αναλογική σύγκριση των αποκλίσεων

μεταξύ των διαφορετικών διατάξεων και εξαγωγή συμπερασμάτων σχετικά με την ακρίβεια του κανονισμού στις δύο αυτές ξεχωριστές κατηγορίες υπεράκτιων κατασκευών.

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

Α) ΕΛΛΗΝΟΓΛΩΣΣΗ

Κανάκη Ν. (2017). Υπολογισμός φορτίσεων της πλατφόρμας βαρύτητας Sleipner A, Statoil, σε νερά ενδιάμεσου βάθους. Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας.

Καραμπάς Θ., Κρεστενίτης Γ., Κουτίτας Χ. (2015). Ακτομηχανική – Έργα Προστασίας Ακτών. Σύνδεσμος Ελληνικών Ακαδημαϊκών Βιβλιοθηκών.

Καρυπίδης Χ. (2015). Κυματικά φορτία σε υπερυψωμένες υπεράκτιες πλατφόρμες. Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας.

Χατζηγεωργίου Ι. (2015). Δυναμική των αγωγών μεταφοράς ρευστών, Εφαρμογές στο θαλάσσιο περιβάλλον. Σύνδεσμος Ελληνικών Ακαδημαϊκών Βιβλιοθηκών.

Β) ΞΕΝΟΓΛΩΣΣΗ

DNV-RP-C205 (2010). ENVIRONMENTAL CONDITIONS AND ENVIRONMENTAL LOADS, 8. Air Gap and Wave Slamming, 8.3.5 Simplified approach for vertical wave impact force, 79-80. DNV.

Airy, G. B. (1841). Tides and Waves, In: James Rose Hugh, et al., editors, Encyclopedia Metropolitana Volume 5; 1841.

Dean, R.G. (1970). Relative validity of water wave theories. Journal of the Waterways, Harbors and Coastal Engineering Division.

Dean, R. G. (1965). Stream function representation of nonlinear ocean waves. Journal of Geophysical Research.

Dean, R. G. and Dalrymple, R. (1991). Water wave mechanics for engineers and scientists. World Scientific.

Fenton, J. D. (2018). Use of the programs FOURIER, CNOIDAL and STOKES for steady waves.

Katsardi, V. (2012). Wave-Structure Interactions at the Sleipner A GBS. Imperial College London.

Le Méhauté, B. (1976). An introduction to hydrodynamics and water waves. Springer-Verlag, Düsseldorf.

Roos, J. S. M. (2011). Wave-structure interaction. The effective prediction of wave-in-deck loads. Imperial College London.

Stokes, G. (1847). On the theory of oscillatory waves. Transactions of the Cambridge Philosophical Society, Vol. 8.

Torsethaugen, K. & Haver, S (2004). Simplified double peak spectral model for ocean waves. Proceedings of the 14th Int. Offshore and Polar Engineering Conference, May 23-28, Toulon, France.